



# Rayons cosmiques et rayonnement du cosmos

Etienne Parizot

## ► To cite this version:

Etienne Parizot. Rayons cosmiques et rayonnement du cosmos. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2005. tel-00011476

**HAL Id: tel-00011476**

**<https://theses.hal.science/tel-00011476>**

Submitted on 27 Jan 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Mémoire d'Habilitation à diriger des recherches  
– Université Paris 7 –

# Rayons cosmiques et rayonnement du cosmos

Étienne Parizot

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay  
(CNRS/Université Paris-Sud)



Comme un rayonnement s'élève  
Un autre vient à sa rencontre –  
Ô sève illuminant les mondes!  
Et dans le secret des lumières  
Un unique destin se fonde...

*H. Co. Zar*





# Petite introduction en forme de plaidoyer partisan...

Que l'astrophysique soit une discipline vaste et diverse, riche de branches et de rameaux parfois presque étrangers les uns aux autres, il suffit de parcourir les titres des dizaines d'articles proposés chaque jour sur les serveurs électroniques dédiés pour s'en rendre compte. De la cosmologie à la mécanique céleste, de la radioastronomie à la physique stellaire, à l'astrophysique des plasmas, la nucléosynthèse ou l'astrobiologie, la gamme des sujets abordés s'enrichit chaque année de nuances inédites et d'harmoniques nouvelles, engageant le chercheur à accorder son instrument théorique à des données observationnelles toujours plus détaillées, souvent à peine envisageables quelques années plus tôt.

L'histoire des sciences nous l'a montré abondamment : la diversification et la multiplication des faits alimentant une discipline, si elles témoignent souvent d'une vitalité indéniable, sont rarement en elles-mêmes le signe d'une avancée scientifique majeure. C'est « l'esprit de synthèse » qui opère *in fine* la cristallisation des faits en théories et des théories en vision ordonnée du monde, pour conduire finalement à une représentation intelligible élargie et affinée. La compréhension des phénomènes ayant cours dans le *cosmos* – il faut entendre ici l'intégralité spatio-temporelle de l'univers physique – implique certes la description rationnelle précise des processus en jeu, mais elle resterait vaine, au niveau personnel comme sur le plan de la culture humaine et de l'essor des civilisations, si elle n'engendrait pas chez ceux qui s'y élèvent un regard nouveau ou renouvelé sur le monde, une perception enrichie de sa relation à son environnement, et finalement une présence plus directe et plus intense aux aspects les plus fondamentaux, peut-être aussi les plus secrets de notre univers.

Face à l'étendue considérable de la recherche en astrophysique, il est pertinent de tenter de dégager un thème suffisamment général et transversal pour agréger à son sillage un grand nombre de faits et phénomènes apparemment disjoints, mais trouvant sous son éclairage une coloration commune, comme reflétant divers aspects d'un même phénomène plus global et plus universel, et permettant réciproquement d'en donner une image plus juste et plus complète.

La cause que nous souhaitons plaider ici, c'est que le rayonnement cosmique offre toutes les qualités d'un tel thème fédérateur en astrophysique. Sa position singulière est attestée par la longévité du questionnement qui s'y rapporte et la grande vitalité expérimentale qui continue de l'accompagner, près d'un siècle après la découverte fortuite, au début des années 1910, de ces particules ionisantes et hautement pénétrantes venues du cosmos. Les sources du rayonnement cosmique, nous y insisterons plus loin, demeurent incertaines, voire inconnues. Mais si la question de l'origine apparaît aujourd'hui encore si brûlante, c'est que les rayons cosmiques jouent un rôle primordial dans ce

qu'il y aurait lieu d'appeler l'*écologie générale* des galaxies, et notamment du milieu interstellaire. En effet, compte tenu du poids de la composante de rayons cosmiques dans le bilan énergétique galactique et de la diversité de leurs interactions avec le milieu ambiant, on ne saurait aborder valablement la question du chauffage, de l'ionisation ou encore de l'équilibre chimique du milieu interstellaire sans considérer explicitement le rôle de ces particules, et s'intéresser au détail de leur distribution, dans l'espace géométrique comme dans l'espace des énergies. Il n'est pas jusque dans la régulation de la formation d'étoiles au sein des galaxies – si importante pour l'astrophysique dans son ensemble – où les rayons cosmiques n'interviennent de manière capitale, par leur capacité à pénétrer, bien plus que le rayonnement UV émis par les étoiles, jusqu'au cœur des nuages moléculaires denses. Si l'on considère en outre que la formation de ces nuages dépend de l'équilibre des phases du milieu interstellaire, et que l'accélération des particules énergétiques dans l'univers est à son tour liée à l'activité des étoiles, on comprend que c'est au cœur d'un système de couplages et de rétroactions multiples que prend place en ses divers aspects le rayonnement cosmique.

Il serait intéressant d'examiner plus en détail les nombreuses situations où les rayons cosmiques assument une position déterminante, afin d'apprécier à la fois la diversité et l'originalité du rôle qu'ils jouent en astrophysique et au delà. Sans entrer dans des développements qui dépasseraient le cadre de ce mémoire (*a fortiori* de son introduction!), on ne peut manquer d'insister ici sur ce qui les caractérise au premier chef et fait leur particularité dans l'environnement scientifique singulier que représente l'astrophysique, où tout repose sur l'*observation*, par opposition à l'*expérimentation* commune à la plupart des sciences : les rayons cosmiques se composent de noyaux atomiques ionisés et ne sont donc pas à proprement parler des « rayons », comme l'avait cru Robert Millikan qui leur donna leur nom en 1925, soutenant qu'il s'agissait de photons très énergétiques en lesquels il voyait alors le « cri de naissance des atomes » aux confins de l'univers. Alors que toute connaissance en astrophysique, masses, vitesses, températures, champs magnétiques, degrés d'ionisation, densités, composition moléculaire des environnements les plus divers, tout ce que l'on sait provient de l'étude exclusive et attentive de la lumière reçue, le rayonnement cosmique nous offre en quelque sorte – ô précieuse aumône céleste ! – quelques grammes de matière dans un monde lumineux !

Cette singularité, à elle seule, mérite amplement le prix que nous accordons ici aux rayons cosmiques. Qu'on y songe encore seulement : c'est de la matière, au sens le plus commun, qui nous parvient avec eux des régions les plus éloignées de la Voie Lactée, et pour une part infime, bien au-delà, des confins tourmentés de l'univers ! Si la Terre ne s'alourdit ainsi chaque année que d'un petit kilogramme d'une matière lointaine aux origines encore obscures, quel trésor le chercheur assidu n'en pourra-t-il pas cependant dégager s'il parvient à valoriser, dans leur richesse et leur complémentarité, les informations contenues dans les trois dimensions spectrales – angulaire, énergétique et massique – que le rayonnement cosmique met en œuvre et dont il sera abondamment question par la suite ? Car avec lui, et particulièrement en cette période de multiplication et de diversification des moyens observationnels, c'est bien une astronomie nouvelle qui se présente, non pas parallèle ou superposée à la première, historique, celle de la lumière, mais épousant en creux et en relief chacun de ses contours, comme nos sens se conjuguent pour offrir de la réalité objective une perception plus précise et plus pleine. Cette astronomie dite « multimessager », qui se propose l'étude des phénomènes cosmiques sous le jour des multiples rayonnements qui nous en portent témoignage, promet à la discipline un avenir des plus florissants ; et les rayons cosmiques, avec encore les neutrinos ou les ondes gravitationnelles, y tiendront à l'évidence une place de choix.

Mais au delà des informations portées en propre par le rayonnement cosmique,

spécifiquement à très haute énergie, où les trajectoires des particules chargées qui le composent sont le moins affectées par les champs magnétiques ambiants, c'est sur la présence sous-jacente des rayons cosmiques dans un très grand nombre de situations relevant de l'astronomie photonique que nous souhaitons attirer l'attention. En effet, et c'est ce qui motive ici notre parti pris pour une observation du cosmos *à la lumière* du rayonnement cosmique, une part essentielle du *corpus* astrophysique observationnel tire en réalité sa source lumineuse de ces particules énergétiques, *via* leurs interactions avec le milieu interstellaire, le champ magnétique ou le champ photonique environnant, qu'il provienne d'un disque d'accrétion, du rayonnement des étoiles, du fond diffus cosmologique ou souvent même du rayonnement produit par les rayons cosmiques eux-mêmes.

C'est là certes une évidence, et la radioastronomie existe depuis bien trop longtemps pour qu'il soit même utile de le rappeler. L'univers a deux vies : une *vie thermique*, dont l'emblème reste sans doute le rayonnement stellaire, avec toute la physique subtile qui s'y rattache, mais qui s'étend aussi de l'émission infrarouge des poussières interstellaires au rayonnement X du gaz chaud des amas de galaxies, pour culminer sans doute au cœur même de la cosmologie, avec l'importance que l'on sait, par l'entremise du rayonnement fossile et jusqu'en le *locus absconditus* des âges prélimineux, dans le flamboiement secret mais décisif de la nucléosynthèse primordiale ; et puis il y a une *vie non-thermique*, plus riche encore, par bien des égards, et plus intense aussi puisque c'est elle qui voit briller les cieux les plus violents et les plus animés, se manifestant à toutes les échelles dans les sites les plus énergétiques de l'univers, des étoiles à neutrons aux restes de supernova, des trous noirs suralimentés aux étoiles en formation, des sursauts gamma aux noyaux actifs de galaxie... Toute cette « astrophysique des hautes énergies » imprime aujourd'hui une impulsion nouvelle à cette discipline millénaire que pratiquaient déjà, à leur manière, les babyloniens, et alimente jusqu'à la physique la plus fondamentale en questionnements inédits et en énigmes stimulantes. Or, au cœur de cette vie non thermique, si ardente et encore mystérieuse, ce sont toujours les mêmes processus qui donnent à voir tout ce qui peut être vu, à savoir des rayonnements électromagnétiques couvrant la gamme complète des fréquences, des ondes radio du rayonnement synchrotron aux rayons X et gamma les plus durs, mais aussi, justement, ces nouveaux messagers dont l'astronomie balbutiante rejoint celle, plus mature, du rayonnement cosmique, laquelle n'en voit pas moins, elle aussi, ses capacités étendues en finesse (que l'on pense aux capacités du spectromètre d'AMS) comme en puissance (avec les trois mille kilomètres carrés de l'Observatoire Pierre Auger !). Ces processus, quel que soit le contexte particulier dans lequel ils se mettent en œuvre, impliquent toujours des particules énergétiques, accélérées d'une manière ou d'une autre par des champs électromagnétiques, ordonnés ou non, et interagissant avec l'environnement local par les divers mécanismes physiques qu'étudie en propre, et en toute généralité, la science du rayonnement cosmique.

C'est donc bien au cœur de toute l'astrophysique des hautes énergies, mais aussi, nous l'avons rappelé, de la physique du milieu interstellaire, que nous introduisent et nous guident les rayons cosmiques, se révélant tantôt directement, comme sources de rayonnement, tantôt en filigrane, comme médiateurs privilégiés des complexes échanges qui constituent ce que nous avons appelé plus haut l'écologie galactique générale. Car s'ils sont, par essence, les protagonistes, les témoins et pour ainsi dire les garants de l'astronomie non-thermique, ils n'apparaissent pas moins au confluent de ces deux mondes que l'on vient évoquer : le passage du thermique au non-thermique, souvent lié à des phénomènes violents, se présente bien évidemment comme la clé de l'origine du rayonnement cosmique, et plus généralement des particules énergétiques qui se manifestent dans tant de sources à travers l'univers, mais inversement la thermalisation de ces particules s'accompagne de processus essentiels pour l'astrophysique, avec l'équilibre du

milieu interstellaire mais aussi, par exemple, la production et l'amplification de champs magnétiques turbulents, dont les propriétés et les implications restent encore largement à découvrir.

Ainsi, sans vouloir réduire le vaste paysage de la science du cosmos à l'image, aussi riche soit-elle, qu'en peut donner le point de vue défendu ici, il semble que le rayonnement cosmique soit en effet à même de configurer un large espace au sein de l'astrophysique, de guider notre progression à travers ses aspects les plus divers, et de satisfaire au moins partiellement à l'exigence, évoquée dès l'exorde, d'une organisation globale des faits et phénomènes cosmiques, donnant à saisir quelque chose de plus qu'une juxtaposition de réponses à des questions purement techniques, dont l'élucidation ne saurait épuiser le questionnement profond que l'homme adresse à la Nature. Il s'agit bien au contraire de mettre en perspective et en rapport chacun des phénomènes physiques entrevus sous telle ou telle manifestation observationnelle pour en percevoir le dessin d'ensemble, comme des perles enfilées patiemment sur un collier se révèlent soudain en un motif ornemental qui justifie et donne sens à la collecte parfois erratique des bijoux dispersés...

L'approche par les rayons cosmiques, n'en doutons pas, reste très largement partielle et partielle. Mais n'est-ce pas finalement aussi l'une des tâches du chercheur que de *prendre parti* pour une orientation privilégiée, susceptible de valoriser significativement les différents domaines qu'il explore, d'y faire apparaître une cohérence initialement cachée? On ne reculera donc pas ici devant le risque d'être partisan, étant bien entendu que le choix de l'éclairage proposé – celui du rayonnement cosmique – ne se veut nullement exclusif. D'autres approches, d'autres perspectives unificatrices, également pertinentes, sont incontestablement possibles et souhaitables : c'est dans la considération conjointe, mieux encore dans la perception simultanée des différents points de vue synthétiques que l'on peut espérer donner un sens à l'ensemble de ces recherches menées en parallèle, mais souvent indépendamment les unes des autres. Alors parviendrons-nous peut-être à gagner le rivage, même meuble, même provisoire, d'où un regard panoramique et englobant pourra se porter sur la portion d'océan parcourue, afin d'en mesurer l'étendue, et peut-être aussi de repérer les écueils affleurants qui seront nos prochaines étapes, les îles de nos recherches futures, l'horizon de nos quêtes à venir.

Tenter ce rassemblement des faits dispersés en une vision, en *des* visions globalisantes, c'est tendre assurément à une appropriation et une transposition des données de l'expérience à un niveau intelligible, et c'est finalement, dans le cas qui nous concerne, *conjoindre* la physique du cosmos à notre représentation du monde, l'agréger en quelque sorte à la culture humaine.

Cette tâche, il va sans dire, ne saurait être autre chose qu'un idéal offert à une démarche collective, perpétuellement soumise à réactualisation et reformulation à la lumière des progrès qu'elle aura justement favorisés. Si nous la mentionnons ici, c'est pour tenter de fixer par avance une direction, une orientation à l'ensemble des travaux qui seront évoqués dans ces pages, tout en appelant le lecteur à l'indulgence devant ce qui ne sera guère plus qu'une ébauche du programme énoncé. Nous nous limiterons souvent à suggérer des prolongements, proposer quelques pistes permettant d'élargir la problématique et visant à souligner la généralité des problèmes étudiés, ou les liens spécifiques qu'ils entretiennent avec d'autres branches de la discipline. Et comme l'exigent d'ailleurs les règles de l'exercice, nous n'évoquerons dans ce mémoire que les aspects de la science du rayonnement cosmique que le fil de nos recherches nous a conduits à considérer avec suffisamment d'attention pour y apporter une contribution personnelle. Encore ne développerons-nous que quelques uns des thèmes qui nous ont le plus sollicités au cours de ces dernières années. Ces contributions, loin de couvrir l'ensemble de la discipline, ne représentent que quelques pierres jetées éparses au gré du vent tourbillonnant

de la recherche. Nous espérons, au fil des chapitres, parvenir à leur apporter un éclairage qui en valorisera la diversité et en facilitera l'accès à ceux qui, à la suite de générations de chercheurs, auront le goût de s'engager dans le sillage du rayonnement cosmique et voudront bien joindre leur réflexion à l'effort collectif pour en percer les maints mystères, et notamment lever un voile sur son origine et la place – que nous pressentons éminente – qu'il occupe sur la scène grandiose de l'astrophysique et dans l'écologie si riche et fascinante de l'univers.

\*\*\*

Puisque le développement ne nous en sera donc guère possible dans la suite, qu'on nous permette seulement pour finir d'évoquer les nombreux aspects qui font du rayonnement cosmique bien plus encore qu'une voie royale d'excursion à travers toute l'astrophysique. Il y a tout d'abord les circonstances exceptionnelles qui font qu'il est possible d'affirmer, historiquement et épistémologiquement, que ce sont les rayons cosmiques qui ont donné naissance, tout au long du deuxième quart du XX<sup>e</sup> siècle, à une science nouvelle qui devait par la suite devenir le point focal de toute la physique : la physique des particules ! C'est en effet l'étude systématique des interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre et les instruments de mesures spécialement conçus qui permit, en 1932, la découverte sensationnelle du positon, prédit par Dirac deux années plus tôt, et avec lui du monde encore inconnu de l'antimatière. Ensuite suivirent notamment, en 1936, la découverte du muon, double massif insoupçonné de l'électron, puis en 1947 celle des pions, chargés et neutres, avant que les observations ne révèlent l'existence de toutes ces particules – kaons, lambda, xi, sigma... – qu'il fallut bien appeler « particules étranges » tant leurs propriétés laissaient alors les chercheurs incrédules. Ainsi régnèrent en maîtres les rayons cosmiques sur la physique subatomique jusqu'au début des années 1950, lorsque les physiciens apprirent à fabriquer leurs propres faisceaux de particules énergétiques au sein d'accélérateurs géants, comme celui du CERN à Genève, qui les dispensèrent progressivement de s'en remettre au ciel pour mettre en œuvre leurs expériences. Une scission se fit alors jour entre ceux qui s'intéressaient aux rayons cosmiques comme outils indispensables à la physique des particules, et ceux qui s'y intéressaient pour eux-mêmes, anticipant peut-être la place qu'ils allaient occuper au sein de l'astrophysique, et qui préférèrent l'exaltation verticale et cristalline des observatoires astronomiques de haute montagne au remugle des sombres des sous-sols horizontaux des accélérateurs artificiels... Qu'on nous pardonne ici cette note faussement incisive, mais il y a en effet quelque ironie subtile à observer aujourd'hui, un demi siècle plus tard, la communauté des physiciens des particules et celle des astrophysiciens du rayonnement cosmique s'assembler à nouveau dans un effort commun, et contribuer à dégager les contours d'une discipline nouvelle effectuant la jonction entre certaines de leurs préoccupations essentielles : il s'agit, on l'aura compris, de la science des *astroparticules*, au sein de laquelle les rayons cosmiques ultra-énergétiques dont il sera question plus loin occupent une place importante.

Mais notre parti pris pour le rayonnement cosmique trouve encore des appuis bien au delà du terrain privilégié de la physique des hautes énergies. De nombreuses recherches interdisciplinaires, parfois des plus inattendues, invitent aujourd'hui à une table commune des astrophysiciens, planétologues, biologistes, glaciologues, archéologues, botanistes, médecins... jusqu'à des assureurs ! C'est dire si la scène est ouverte ! Toute cette activité passionnante qui s'organise avec bonheur autour du rayonnement cosmique atteste la vitalité d'une discipline qui semble n'avoir pas encore trouvé ses propres limites.

Aussi est-ce sans craindre de pousser trop loin notre inclination partisane que nous suggérerons enfin que c'est jusqu'au cœur de nos vies mêmes que les rayons cosmiques dissimulent leur influence.

De plus en plus étudiés par les spécialistes des météorites, qui voient en leurs propriétés la clé potentielle de diverses énigmes relatives aux grains présolaires ou protosolaires, les rayons cosmiques intéressent aussi tout particulièrement les biologistes et les exobiologistes qui, avec les physiciens du milieu interstellaire, mesurent tout le prix d'une telle source d'irradiation distribuée à grande échelle pour la mise en œuvre ou, au contraire, l'altération de processus chimiques complexes. Qu'il nous suffise de mentionner la toute récente étude européenne sur l'évolution des acides aminés dans des conditions d'irradiation représentatives du milieu interstellaire, qui a permis de montrer comment un rayonnement polarisé circulairement (comme en induisent les rayons cosmiques au voisinage d'une étoile à neutrons, par exemple) était capable de conduire à un enrichissement d'échantillons initialement racémiques en l'un seulement des deux énantiomères d'un acide aminé, reproduisant ainsi l'énigmatique asymétrie bio-moléculaire déjà observée en son temps par Pasteur, et ouvrant donc une voie vers la compréhension de l'homo-chiralité fondamentale des constituants élémentaires de toute vie sur notre planète. Un tel résultat, on le devine, renforce considérablement la thèse qui fait du développement de la vie sur Terre une des phases d'un long processus initié dans le milieu interstellaire, sous le regard et avec la participation active du rayonnement cosmique, alors que se formaient déjà les fameuses molécules pré-biotiques destinées à cheminer, via les météorites, comètes et autres vaisseaux spatiaux de fortune, jusqu'aux innombrables milieux planétaires de notre galaxie, parmi lesquels, l'un au moins – nous en sommes les témoins formels! – allait bien vouloir se montrer propice à leur épanouissement.

Mais cinquante ans tout juste après l'explosion de la première bombe atomique à Hiroshima, nous ne le savons que trop : l'irradiation n'a pas que des effets positifs sur la vie ! Les médecins du travail impliqués dans le traitement des personnels navigants des compagnies aériennes ont suffisamment de recul à présent pour constater l'augmentation du taux de cancers chez cette population particulièrement exposée aux rayons cosmiques, du fait de leurs séjours répétés en haute altitude. C'est que l'atmosphère terrestre nous offre d'ordinaire une protection salubre contre ces radiations. Protection qui est cependant imparfaite, et c'est d'ailleurs heureux : à côté de la radioactivité naturelle, le rayonnement cosmique a contribué, dans une mesure qu'il reste à déterminer avec précision, aux mutations génétiques sur lesquelles s'est appuyée l'évolution de la vie sur Terre. Des chercheurs relèvent d'ailleurs une certaine corrélation entre les périodes de grande activité biologique et d'accroissement rapide de la biodiversité, sur des échelles de temps géologiques, et les passages de notre système solaire à travers les bras spiraux de la Galaxie, dont on s'attend à ce qu'ils s'accompagnent d'une augmentation sensible du flux local de rayons cosmiques ! Que de telles voies de recherches soient seulement proposées, quelle qu'en puisse être finalement l'issue, témoigne de l'intérêt grandissant qui se porte, de toute part, sur ce phénomène astrophysique singulier dont on aurait décidément bien tort de sous-estimer la portée.

Il n'est pas jusque dans l'énigme de la supériorité sonore des Stradivarius au tournant du XVIII<sup>e</sup> siècle que les rayons cosmiques ne soient évoqués ! L'affaire est peu banale, et nous permettra de finir sur une note musicale. Il faut noter d'abord que les rayons cosmiques éveillent aujourd'hui la curiosité d'un nombre croissant de climatologues, qui ont mis en lumière leur rôle jusqu'alors inconnu dans la formation des nuages de basse altitude. Ces derniers s'avèrent remarquablement corrélés aux cycles solaires, identifiés depuis des siècles par les variations du nombre de tâches sombres visibles à la surface du Soleil, et dont on sait maintenant qu'elles sont directement liées à l'activité magnétique

de notre étoile. Or les cycles solaires sont également connus pour contrôler l'intensité du rayonnement cosmique de basse énergie, qui parvient d'autant plus facilement à se frayer un chemin jusqu'aux régions internes de l'héliosphère que le vent solaire est moins intense, et que la barrière de potentiel qu'il induit entre le milieu interstellaire local et la Terre est plus faible. Ainsi, lorsque le vent solaire forçait, le flux de rayons cosmiques décroît et les nuages se forment en moins grand nombre, affectant de manière souvent difficile à prédire les divers phénomènes qui, dans l'écosystème complexe de notre planète, dépendent plus ou moins directement de la couverture nuageuse. C'est ainsi que le cycle solaire de onze ans se retrouve en certaines régions du globe dans la modulation de l'épaisseur des cernes de croissance des arbres. C'est aussi ce qu'on eût aimé que Sir William Herschel, le génial astronome découvreur de la planète Uranus, pût répliquer au parterre hilare de l'académie royale des sciences lorsqu'en 1801, ayant exposé son étonnante découverte d'une corrélation entre le prix du blé sur le marché anglais et le nombre de taches sombres à la surface du soleil, il ne recueillit en réponse à son inspiration visionnaire, que franche moquerie et diffuse perplexité.

Or ces cycles solaires n'ont pas la perfection réglée du papier à musique – c'est le cas de le dire –, et l'on sait que les tâches solaires se montrèrent beaucoup moins nombreuses, voire inexistantes au cours de vastes périodes répertoriées soigneusement par les observateurs. La période la plus significative est celle du « minimum de Maunder », s'étendant de 1645 à 1715, au cours de laquelle pratiquement aucune tâche ne fut observée, et qu'il est bien tentant d'associer aujourd'hui, à la lumière des connaissances acquises sur le rayonnement cosmique, à l'événement climatique remarquable ressenti dans toute l'Europe et auquel on se réfère comme à un *mini-âge glaciaire* (cf. Figure 1). Or 1645, c'est aussi, à un ou deux ans près, le moment où naissait pour le bonheur de nos oreilles et de notre âme, l'illustre luthier de Crémone, Antonio Stradivarius, dont le secret des instruments aux qualités acoustiques si exceptionnelles échappa depuis lors à toutes nos analyses, et qui réalisa ses plus belles œuvres entre 1700 et 1720, à maturité de son art, mais aussi... de son bois ! Car aujourd'hui, ce n'est plus dans un vernis qui serait impossible à reproduire, ou dans une technique singulière d'assemblage qu'on semble percevoir le cœur même du prodige, mais c'est dans la qualité incomparable du bois, fondée par un climat unique sous le contrôle insoupçonné du rayonnement cosmique, dont il y a tout lieu de penser, en effet, qu'il ne se représentera jamais.

Devant ordonnance si magistrale, il n'est plus que de s'incliner... et se réjouir enfin qu'en le don délicat de ces rayons cosmiques à l'origine à peine élucidée, c'est bien un peu de Ciel qui descend parmi nous jusqu'à Terre...





FIG. 1 – Œuvre du peintre Abraham Hondius représentant une foire tenue sur la Tamise gelée à Temple Stairs, au début de l'année 1684 (*Museum of London*). L'épaisseur de glace sur la Tamise en plein cœur de Londres était si épaisse en ces longs hivers maunderiens, qu'il s'y déroulait toutes sortes de festivités, foires hivernales, carnavals, parties de patinage, regroupant des milliers de personnes. Pendant ce temps, au nord de l'Italie, croissaient les arbres dont Antonio Stradivarius allait tirer le meilleur de son art, et faire entendre à des générations de mélomanes un peu de la musique des sphères orchestrée en silence par les rayons cosmiques...

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Le rayonnement cosmique en ses trois dimensions spectrales</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Auto-présentation du rayonnement cosmique</b>	<b>5</b>
1.1	Parmi les sept merveilles du monde physique...	5
1.2	Sous la plage, les pavés!	7
1.3	Physique et astrophysique à tous les étages	11
1.3.1	Basse énergie et modulation solaire	11
1.3.2	Énergies intermédiaires	12
1.3.3	Contribution de sources individuelles	13
1.3.4	Le genou	15
1.3.5	Transition galactique/extragalactique	17
1.3.6	Le domaine GZK	19
1.4	Et pourtant, il est plat!	31
<b>2</b>	<b>Sur le spectre d'énergie du rayonnement cosmique</b>	<b>33</b>
2.1	Accélération des particules dans l'univers	33
2.1.1	Accélération et processus électromagnétiques	33
2.1.2	Énergie maximale	35
2.1.3	Équipartition	37
2.1.4	Énergétique	38
2.2	Propagation des particules énergétiques	40
2.2.1	Réflexions générales sur le transport des particules	41
2.2.2	Pertes d'énergie	43
2.2.3	Destruction des noyaux primaires et production de noyaux secondaires	46
2.2.4	Échappement des particules	47
2.3	Traitement numérique de la propagation	49
2.3.1	Intégration formelle des équations de transport en régime non-stationnaire	49
2.3.2	Approche stochastique et modèles Monte-Carlo	56
2.4	Application aux RCUEs : les coupures GZK	61
2.4.1	Sur la coupure GZK « standard »	63
2.4.2	Influence de la distribution des sources	64
2.4.3	Influence du spectre source des rayons cosmiques	66
2.4.4	Remarque finale	68

<b>3</b>	<b>Le spectre de masse des rayons cosmiques</b>	<b>71</b>
3.1	Abondances nucléaires et richesse du RCG . . . . .	71
3.2	Propagation des noyaux ultra-énergétiques . . . . .	74
3.2.1	Photo-dissociation et pertes d'énergie . . . . .	74
3.2.2	Nouvelles sections efficaces de photo-dissociation . . . . .	77
3.2.3	Longueurs d'interaction et longueurs de pertes d'énergie . . . . .	79
3.2.4	Devenir des noyaux de fer ultra-énergétiques . . . . .	81
3.3	Phénoménologie des rayons cosmiques extragalactiques . . . . .	84
3.3.1	Une composition qui change tout ! . . . . .	84
3.3.2	Modèles à protons seuls vs. modèles avec noyaux . . . . .	86
3.4	Conclusion . . . . .	89
<b>4</b>	<b>Le spectre angulaire des rayons cosmiques</b>	<b>91</b>
4.1	Champs magnétiques et particules chargées . . . . .	91
4.1.1	Isotropisation <i>vs</i> astronomie proton . . . . .	91
4.1.2	Interactions résonantes avec les champs magnétiques . . . . .	92
4.1.3	Diffusion des particules . . . . .	93
4.1.4	Anisotropie du rayonnement cosmique . . . . .	95
4.2	Établissement du régime diffusif . . . . .	96
4.2.1	Expérience de diffusion numérique . . . . .	96
4.2.2	Dépendance en énergie du coefficient de diffusion . . . . .	99
4.2.3	Propagation diffusive à très haute énergie ? . . . . .	100
4.3	Horizon magnétique et spectre à haute énergie . . . . .	102
4.3.1	Coïncidence des échelles . . . . .	102
4.3.2	Horizon magnétique . . . . .	103
4.3.3	Modification du spectre . . . . .	104
4.3.4	Une remarque . . . . .	105
4.4	Génération de champs magnétiques par les RCEGs . . . . .	106
4.5	Ombres magnétiques et autres effets séduisants . . . . .	109
4.6	Observation de sources individuelles . . . . .	111
4.6.1	Multiplets d'événements et sources individuelles . . . . .	111
4.6.2	Isotropisation progressive des rayons cosmiques non-résonants . . . . .	112
4.6.3	Spectres de sources individuelles et paramètres astrophysiques . . . . .	114
4.7	Derniers commentaires . . . . .	117
<b>II</b>	<b>Phénoménologie générale du rayonnement cosmique</b>	<b>119</b>
<b>5</b>	<b>Le « modèle standard » en question</b>	<b>123</b>
5.1	Douter et faire douter... . . . .	123
5.2	Arguments en faveur de l'hypothèse SNR . . . . .	124
5.3	Problèmes liés à la propagation des rayons cosmiques . . . . .	125
5.4	Problèmes liés à l'accélération des particules . . . . .	127
5.5	Problèmes liés à la phénoménologie et à l'observation . . . . .	129
5.6	Le point sur l'hypothèse SNR . . . . .	131

<b>6</b>	<b>Limites objectives des restes de supernova</b>	<b>135</b>
6.1	L'espoir des champs magnétiques amplifiés . . . . .	135
6.2	Transport des électrons au voisinage du choc . . . . .	137
6.2.1	Les croissants X et leur épaisseur . . . . .	137
6.2.2	Temps de pertes synchrotron . . . . .	138
6.2.3	Advection en aval du choc . . . . .	139
6.2.4	Diffusion en aval du choc . . . . .	140
6.2.5	Diffusion <i>vs</i> advection . . . . .	141
6.3	Contraintes sur les paramètres d'accélération . . . . .	142
6.3.1	Échelle de temps d'accélération . . . . .	142
6.3.2	Coupure X et coefficient de diffusion . . . . .	143
6.3.3	Épaisseur des croissants et régime de diffusion . . . . .	144
6.3.4	Champ magnétique auto-consistant et énergie maximale des électrons . . . . .	145
6.4	Énergie maximale des protons accélérés . . . . .	147
6.5	Résumé et commentaires . . . . .	150
<b>7</b>	<b>La nucléosynthèse des éléments légers</b>	<b>153</b>
7.1	Nucléosynthèse spallative et rayons cosmiques . . . . .	153
7.2	Des observations inattendues . . . . .	155
7.3	Comportement primaire et spallation inverse . . . . .	157
7.4	Échec irrémédiable du modèle standard . . . . .	158
7.5	La solution des superbulles . . . . .	159
7.6	Conséquences du modèle et réflexions générales . . . . .	161
7.7	Un heureux bonus : l'abondance du $^{22}\text{Ne}$ . . . . .	162
<b>8</b>	<b>Les superbulles et le rayonnement cosmique</b>	<b>165</b>
8.1	Une variante mineure, mais qui change tout ! . . . . .	165
8.2	Abstract . . . . .	167
8.3	Introduction . . . . .	167
8.4	OB associations and superbubbles . . . . .	169
8.4.1	Distribution of massive stars and SNe in the Galaxy . . . . .	169
8.4.2	The formation of a 'super wind bubble' . . . . .	170
8.4.3	Inhomogeneities and clumps . . . . .	170
8.5	Stellar winds inside superbubbles . . . . .	171
8.5.1	Typical physical conditions in SB interiors . . . . .	172
8.5.2	Wind-wind interaction . . . . .	173
8.5.3	Strong turbulence generation in SB core . . . . .	174
8.6	Supernovæ inside superbubbles . . . . .	175
8.6.1	Distortion of the shock front . . . . .	175
8.6.2	SNR evolution . . . . .	176
8.6.3	Energy balance . . . . .	177
8.7	Shock acceleration inside SBs . . . . .	178
8.7.1	Modification of diffusive shock acceleration . . . . .	178
8.7.2	Repeated shock acceleration . . . . .	180
8.8	Turbulent acceleration inside SBs . . . . .	184
8.9	Conclusion . . . . .	185
8.10	Résumé et perspectives . . . . .	187

<b>9</b>	<b>Sur la viabilité des modèles holistiques</b>	<b>191</b>
9.1	Oublier tout...	191
9.2	Une seule source pour tous les rayons cosmiques	192
9.3	Hypothèses générales	193
9.4	Normalisation relative des composantes	194
9.5	Un résultat saisissant!	196
9.6	Perspectives phénoménologiques	197
<b>III</b>	<b>Rayonnement du cosmos</b>	<b>201</b>
<b>10</b>	<b>Particules énergétiques et raies gamma</b>	<b>207</b>
10.1	Excitation nucléaire et raies gamma : sections efficaces effectives	207
10.2	Standard gamma-ray line calculations	208
10.3	Approached EP propagation universality	210
10.3.1	Energy loss rates	211
10.3.2	Total inelastic cross sections and survival probabilities	212
10.4	Gamma-ray yields of individual EPs	213
10.5	Results and emission rates reconstruction	217
10.5.1	Nuclear excitation cross sections	217
10.5.2	Photon yields for the $^{12}\text{C}$ , $^{14}\text{N}$ , $^{16}\text{O}$ , $^{20}\text{Ne}$ and $^{56}\text{Fe}$ $\gamma$ -ray lines.	218
10.5.3	Gamma-ray line emission synthesis	219
10.6	Analytical estimates	220
10.6.1	Low energy limit	221
10.6.2	High energy limit	222
10.6.3	Accuracy of the analytical formulæ	222
10.7	Summary	223
<b>11</b>	<b>Rayonnement non-thermique des superbulles</b>	<b>227</b>
11.1	Rayonnement gamma-nucléaire des superbulles	227
11.1.1	Le cas des nuages d'Orion	228
11.1.2	Le cas de Per OB2	228
11.2	Prédiction de flux gamma en provenance d'Orion	229
11.2.1	Introduction	229
11.2.2	Basic ingredients of the model	230
11.2.3	Application to Orion and discussion	231
11.3	Prédiction de flux en provenance de Per OB2	232
11.3.1	Abstract	233
11.3.2	Introduction	233
11.3.3	Source modelling	234
11.3.4	Quantitative model and flux expectations	235
11.3.5	Technical feasibility	238
11.3.6	Implications	239
<b>12</b>	<b>Des positrons dans le bulbe galactique</b>	<b>243</b>
12.1	Introduction	244
12.2	Diffuse emission and positron transport	245
12.2.1	Relevant timescales	245
12.2.2	Diffusion coefficients	245
12.3	The source of Galactic bulge positrons	247

12.3.1	Bulge-to-disk ratio and intermittency . . . . .	247
12.3.2	The origin of the positrons . . . . .	248
12.3.3	Nuclear starbursts and positron injection . . . . .	249
12.4	Conclusion . . . . .	251
<b>13</b>	<b>Trainée Compton des sursauts gamma</b>	<b>253</b>
13.1	Introduction . . . . .	254
13.2	Compton scattering of GRB photons . . . . .	255
13.2.1	Order of magnitude estimate . . . . .	255
13.2.2	The shape of the Compton trail . . . . .	255
13.2.3	Scattered gamma-ray fluxes . . . . .	256
13.3	Results . . . . .	257
13.4	Conclusion . . . . .	259
13.5	Appendix : Volume integration . . . . .	261
<b>IV</b>	<b>L’Observatoire Pierre Auger</b>	<b>263</b>
<b>14</b>	<b>Sur l’acceptance de l’OPA</b>	<b>267</b>
14.1	De l’intérêt majeur des calculs d’acceptance . . . . .	267
14.2	Choix des triggers de « haut niveau » . . . . .	269
14.3	Définition des LTPs . . . . .	270
14.4	Efficacité de détection élémentaire . . . . .	272
14.5	Aperture instantanée et acceptance intégrée . . . . .	273
14.6	Commentaire général, et plaidoyer pour la cheville! . . . . .	275
<b>15</b>	<b>Détection de sursauts gammas à l’OPA</b>	<b>277</b>
15.1	Bruit de fond cohérent à basse énergie . . . . .	277
15.2	Gerbes de photons de basse énergie dans l’atmosphère . . . . .	278
15.3	Réponse des détecteurs . . . . .	279
15.4	Sensibilité de l’OPA aux sursauts gamma . . . . .	280
15.5	Comparaison avec d’autres détecteurs . . . . .	282
<b>16</b>	<b>Méthode générale de mesure d’anisotropies</b>	<b>285</b>
16.1	Aperçu général . . . . .	285
16.2	Abstract . . . . .	286
16.3	Introduction . . . . .	287
16.4	Dipole reconstruction procedure . . . . .	288
16.4.1	Anisotropy in right ascension : the Rayleigh analysis . . . . .	288
16.4.2	Complete dipole reconstruction with full sky coverage . . . . .	289
16.4.3	Generalisation to the case of partial sky coverage . . . . .	290
16.5	Reconstruction accuracy . . . . .	293
16.5.1	Monte-Carlo technique . . . . .	293
16.5.2	Reconstruction of the dipole amplitude and direction . . . . .	294
16.5.3	Comparison with the standard Rayleigh analysis . . . . .	295
16.6	Conclusion . . . . .	299

<b>17</b>	<b>Contrainte sur les modèles top-down</b>	<b>301</b>
17.1	Délectera-t-on un jour des multiplets ? . . . . .	301
17.2	Abstract . . . . .	302
17.3	Introduction . . . . .	302
17.4	Multiple UHECR events : the basic idea . . . . .	304
17.5	Timescale of multiple event detection . . . . .	305
17.5.1	The distribution of source distances . . . . .	305
17.5.2	Multiple event probability . . . . .	307
17.5.3	Multiple event detection timescales . . . . .	307
17.6	Numerical estimates for a toy jet model . . . . .	308
17.6.1	The photon multiplicity in a jet . . . . .	308
17.6.2	The jet opening angle . . . . .	309
17.6.3	Observability of multiple events with the PAO and EUSO . . . . .	310
17.7	Strong upper limit on the double detection timescale . . . . .	311
17.8	Conclusion . . . . .	312
17.9	Appendix . . . . .	313

# Liste des abréviations courantes

- CMB fond de rayonnement cosmologique dans le domaine des micro-ondes (*cosmological microwave background*) : spectre thermique de température  $\sim 2.73$  K, encore appelé rayonnement fossile, émis environ 300 000 ans après l’instant zéro, lorsque l’univers a été rendu transparent par la combinaison des noyaux et des électrons en atomes neutres.
- CNO Groupe des éléments C, N et O. Ils sont les pères spallatifs des éléments légers.
- EeV Exa electron-volt ( $= 10^{18}$  eV).
- GDR Résonance dipolaire géante d’un noyau excité par exemple par l’absorption d’un photon énergétique.
- LiBeB Ensemble des trois éléments légers, Li, Be et B. L’acronyme désigne également l’ensemble des isotopes de ces éléments.
- Myr Million d’années ( $1 \text{ Myr} = 10^6 \text{ yr}$ ).
- OPA Observatoire Pierre Auger.
- PeV Peta electron-volt ( $= 10^{15}$  eV).
- RC Rayon cosmique, ou rayonnement cosmique suivant le contexte.
- RCG Rayonnement cosmique Galactique ou rayons cosmiques Galactiques, suivant le contexte.
- RCEG Rayonnement cosmique extragalactique ou rayons cosmiques extragalactiques, suivant le contexte.
- RCUE Rayons cosmiques ultra-énergétiques. On désignera par cette expression, par définition, les rayons cosmiques susceptibles de subir des interactions avec les photons du CMB ou d’un fonds diffus quelconque (nous la préférons à « rayons cosmiques d’ultra-haute énergie).
- SN Supernova.
- SNe Supernovæ. Pluriel de supernova.
- SNR Reste de supernova (*supernova remnant*). Désigne indifféremment l’onde de choc, en expansion dans le milieu interstellaire, créée par les ejecta supersoniques d’une supernova, ou l’ensemble de ce choc et de la bulle chaude de gaz choqué qu’il contient.
- yr Année (year), quand il s’agit de l’unité de temps.
- ZeV Zetta electron-volt ( $= 10^{21}$  eV).





## Première partie

# Le rayonnement cosmique en ses trois dimensions spectrales



Le rayonnement cosmique demeure un des problèmes centraux de l'astrophysique, suscitant de nombreuses questions bien souvent interconnectées. Son étude, nous en défendons ici l'idée, devrait permettre d'établir des liens très riches entre différentes parties des sciences de l'univers, touchant notamment à l'étude du milieu interstellaire, des champs magnétiques ou de l'interaction des particules avec les plasmas, à la modélisation des sources énergétiques telles que les noyaux actifs de galaxie ou les sursauts gamma, à l'astronomie gamma, la formation des étoiles, l'équilibre d'ionisation des nuages interstellaires, à l'évolution stellaire, l'étude multi-longueur d'onde des restes de supernova, des superbulles, à la nucléosynthèse spallative, etc. À cela s'ajoutent tous les aspects « astroparticules » concernés par la partie la plus extrême du spectre d'énergie des rayons cosmiques, notamment à travers la matière noire, les défauts topologiques ou encore une possible violation de la symétrie de Lorentz et autres hypothèses au-delà du modèle standard de la physique des particules.

La problématique des rayons cosmiques se présente à la fois sous des aspects théoriques, phénoménologiques et observationnels. Certaines questions se rapportent plus à la physique qu'à l'astrophysique proprement dite. Des travaux mettent l'accent sur l'accélération des rayons cosmiques, tandis que d'autres se focalisent sur leur propagation, ou sur leurs interactions avec le milieu environnant, depuis leurs sources jusqu'à l'atmosphère terrestre. Différentes gammes d'énergie sont également à considérer, qui se distinguent parfois par des problématiques propres. Il est malheureusement difficile, sans un recours systématique aux liens hypertextuels, de faire ressortir comme nous le souhaiterions la complémentarité de ces différents aspects, et l'avantage qu'il peut y avoir à les considérer conjointement. Ne pouvant échapper à la contrainte de l'écriture linéaire, nous avons choisi ici de diviser la présentation de nos réflexions et travaux d'une manière quelque peu inhabituelle, en ne marquant aucune des distinctions logiques rappelées ci-dessus, mais en traitant successivement les trois dimensions spectrales qui caractérisent le rayonnement cosmique : le *spectre d'énergie*, le *spectre de masse* (la composition) et le *spectre angulaire* (la distribution sur le ciel). Ceci permettra d'aborder, au sein d'un même chapitre, des aspects à la fois théoriques et phénoménologiques, liés aussi bien à l'accélération qu'à la propagation, et se rapportant à des domaines d'énergies divers, dans une tentative d'unifier, un peu plus qu'il n'est coutume de le faire, le rayonnement cosmique comme phénomène physique et astrophysique global.

Au chapitre 1, une présentation d'ensemble des rayons cosmiques nous donnera l'occasion de discuter les principaux enjeux relatifs à leurs différents domaines d'énergie, et de dégager une perspective générale mettant à profit la complémentarité des aspects physiques et astrophysiques qui peuvent intervenir. Nous présenterons ensuite, au chapitre 2, quelques travaux ayant trait au spectre d'énergie des rayons cosmiques, en relation avec l'accélération des particules, c'est-à-dire de la constitution d'un *spectre source*, et avec leur propagation dans le milieu ambiant, au cours de laquelle ce spectre est modifié et prend l'allure que l'on observe.

Nous nous tournerons ensuite, au chapitre 3, vers le spectre de masse, c'est-à-dire la composition du rayonnement cosmique, caractéristique exclusive sans équivalent dans l'astronomie photonique. Un photon peut en effet avoir son énergie propre, d'où les spectres tant exploités en astrophysique et dont on tire toutes les informations que l'on sait. Mais il reste toujours un photon. Le rayon cosmique, lui, se caractérise toujours par son énergie, mais également par sa nature, c'est-à-dire l'identité de son noyau. C'est donc véritablement une dimension spectrale supplémentaire qu'offre le rayonnement cosmique, et quand on sait le parti exceptionnel qu'a su tirer l'astrophysique de l'accès qui lui fut ouvert à la spectroscopie, et qui marqua véritablement son envol loin des limites

millénaires de l'astronomie de position et de magnitude, on comprend tout l'intérêt qu'il peut y avoir à étudier avec le plus grand soin les informations contenues dans la composition du rayonnement cosmique, et dans ses variations avec l'énergie. Un tel couplage des dimensions spectrales de la masse et de l'énergie a d'ailleurs déjà porté de beaux fruits, notamment à basse énergie, et promet d'en porter de nouveaux, dans d'autres domaines d'énergie.

Enfin, nous présenterons au chapitre 4 quelques idées et travaux relatifs à la troisième dimension spectrale du rayonnement cosmique : le spectre angulaire. Cette dimension, on le sait, est extrêmement réduite du fait de l'interaction des particules chargées avec les champs magnétiques interstellaires et intergalactiques, qui ont pour conséquence de rendre presque parfaitement isotrope leur distribution angulaire. On peut dire en quelque sorte que la vision que nous avons du monde par les rayons cosmiques équivaut à celle qu'on acquiert par nos yeux au sein du plus épais brouillard : la même quantité de lumière nous parvient également de toutes les directions, et on ne saurait avoir la moindre idée sur le lieu où se trouvent en réalité les sources. Mais il se pourrait qu'une sortie du brouillard soit possible, et si nous reviendrons sur le processus d'isotropisation du rayonnement cosmique dans des champs magnétiques turbulents, ce sera pour présenter des résultats qui permettront de mieux apprécier les espoirs que nous voulons fonder quant à la détection de structures angulaires à très haute énergie, et même la distinction, à terme, de sources individuelles. Une telle possibilité aurait des conséquences extraordinaires sur l'astronomie, et ouvrirait en son sein une dimension nouvelle en nous donnant accès à ce qu'il est naturel d'appeler « l'astronomie proton », première joyau de l'édifice nouveau que la science du cosmos envisage pour le XXI<sup>e</sup> siècle : l'astronomie multimessager, avec encore, à côté des photons, les neutrinos et les ondes gravitationnelles.

Au cours de ce voyage à travers les dimensions spectrales du rayonnement cosmique, nous ne chercherons nullement à donner des sujets abordés une présentation systématique, didactique et exhaustive, et nous omettrons même souvent des éléments intéressants que le lecteur n'aura aucune difficulté à recueillir ailleurs. Nous tenterons au contraire de laisser percevoir une vision générale qui reflétera peut-être mieux le regard personnel que nous portons sur ces questions, et la compréhension que nous avons de l'état actuel des recherches dans le domaine des rayons cosmiques.

Il y a fort à parier, cependant, que ce point de vue ne sera ni original, ni singulier. Un sentiment personnel peut fort bien être partagé – c'est heureux pour nos sociétés! – et demeure en tout état de cause ouvert aux nombreuses modifications qu'exigeront ou favoriseront les développements ou les données nouvelles, ou simplement l'opinion d'un collègue... Il est un fait que la pratique scientifique moderne privilégie la publication de résultats “sonnants et trébuchants”, inscrits dans le cours positif de l'accroissement du *donné* scientifique, devant toujours identifier ses sources et justifier de ses états. La valeur de *l'opinion* s'en est trouvée subrepticement réduite, et si l'échange informel se maintient au sein de la communauté, en marge des conférences ou des ateliers, ou par le biais des visites entre laboratoires, il n'en apparaît pas de trace écrite. Les occasions étant ainsi de plus en plus rares d'exposer de manière quelque peu formelle et organisée un simple point de vue général, un sentiment d'ensemble sur une problématique donnée, nous saisirons celle qui nous est donnée ici pour tenter de dégager une compréhension particulière et provisoire d'un certain nombre de faits communs relatifs aux rayons cosmiques, accumulés au fil des années par toute une communauté.

# Chapitre 1

## Auto-présentation du rayonnement cosmique

Si vaste est la problématique du rayonnement cosmique qu'il paraît impossible de l'orchestrer, d'en organiser les figures, et plus futile encore de tenter de la circonscrire. S'y aventurer est toujours hasardeux, car les chemins qu'on y emprunte semblent comme obéir à leurs propres humeurs. On croit aborder un problème, mais il nous mène vers un autre. Tant d'aspects rejaillissent sans cesse les uns sur les autres qu'une présentation linéaire ne saurait aboutir. Les rayons cosmiques sont en quelque sorte inabordables, nécessitant qu'on suive toutes les voies d'accès en une progression simultanée, superposée. Ne pouvant choisir parmi elles, nous nous abandonnerons ici au rayonnement cosmique, le laissant lui-même nous guider, déployer ses atours tout au long de son spectre, et livrer à son gré ses diverses facettes, révéler ses enjeux, et poser ses questions...

### 1.1 Parmi les sept merveilles du monde physique...

Il est habituel de distinguer différentes régions au sein du spectre des rayons cosmiques : basse énergie, GeV, TeV, « genou », « cheville », très haute énergie, ultra-haute énergie... Mise à part la distinction entre rayonnement cosmique galactique et extragalactique, cela tient cependant surtout à des raisons historiques et observationnelles. De fait, la décroissance rapide de leur flux avec l'énergie fait que les rayons cosmiques de très haute énergie n'ont pu être découverts que plus tardivement, et que des techniques d'observation radicalement différentes doivent leur être appliquées. La démarcation la plus significative s'établit autour du PeV ( $10^{15}$  eV) : au-dessous de cette limite, la détection directe des RCs par satellite ou par ballon est possible, et conduit à une identification relativement fiable de l'énergie et de la composition, notamment de 0.1 à  $\sim 10^3$  GeV ; au delà du PeV, en revanche, c'est via les gerbes de particules secondaires qu'ils produisent dans l'atmosphère que les rayons cosmiques sont détectés. Essentiellement indirecte, cette technique est plus difficile à contrôler : elle repose sur des hypothèses de physique hadronique intervenant de manière subtile dans le développement des gerbes atmosphériques, s'appliquant à des domaines d'énergie encore inexplorés en accélérateur – et qui le demeureront encore longtemps dans le cas des rayons cosmiques d'énergie extrême, vers  $10^{20}$  eV ou au delà.

Mais quel que soit le découpage auquel nous a contraint l'histoire ou la technique, la caractéristique la plus frappante du rayonnement cosmique, à la simple vue de la

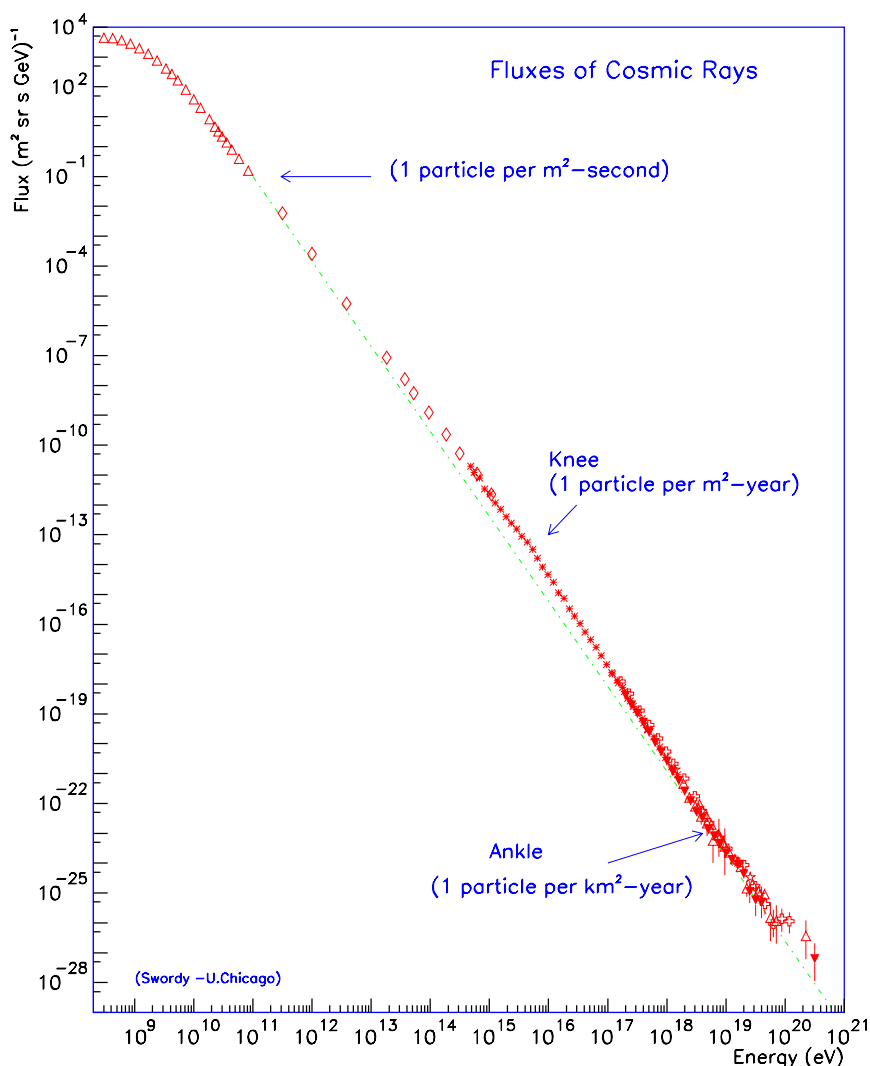


FIG. 1.1 – Spectre d'énergie global des rayons cosmiques, donnant leur flux différentiel en fonction de l'énergie (données compilées par Simon Swordy).

désormais classique figure 1.1 (sur l'élaboration de laquelle il y aurait toutefois à revenir), reste l'extraordinaire régularité de son spectre d'énergie en loi de puissance,  $dN/dE \propto E^{-\alpha}$ , sur au moins 12 ordres de grandeur en énergie, et 32 ordres de grandeur en flux, à peine marqué par de légers infléchissements : vers  $3-5 \cdot 10^{15}$  eV, où la pente logarithmique passe de  $\sim 2.7$  à  $\sim 3.0$  – c'est le fameux *genou* ; vers  $5 \cdot 10^{17}$  eV, où la pente devient  $\sim 3.3$  – un *second genou* identifié plus récemment ; et vers  $3 \cdot 10^{18}$  eV, où elle redevient moins raide, probablement de l'ordre de  $2.7-3.0$  – c'est la *cheville*. Au delà, les flux sont si faibles que les différentes expériences peinent à fournir une vision cohérente de la structure du spectre et à lever les incertitudes sur la normalisation de l'énergie.

Trente deux ordres de grandeur ! C'est tout simplement l'âge de l'univers en picosecondes ! Comment ne pas rester stupéfait devant un tel phénomène, cohérent sur

une gamme de flux aussi vaste, en une loi de puissance pratiquement uniforme? On ne prendrait probablement pas grand risque à affirmer, sans plus ample examen des archives scientifiques, qu'il s'agit là d'une situation tout à fait unique en physique. Car il faut bien songer que le rayonnement cosmique est un phénomène fondamentalement *non-thémique* : son spectre en loi de puissance témoigne d'une réalité totalement hors d'équilibre, qui rend plus mystérieuse encore sa régularité. Comment maintenir un tel spectre – jusqu'à des énergies macroscopiques! – quand toute chose, en physique, tend à se thermaliser? Quelle instabilité fondamentale, à l'œuvre quelque part dans le cosmos, peut-elle être assez *stable*, en quelque sorte, pour entretenir dynamiquement une telle situation? Je ne saurais dire quels autres joyaux mériteraient une place au sein des sept merveilles du monde physique, mais le spectre du rayonnement cosmique, sans l'ombre d'un doute, devrait figurer parmi elles!

## 1.2 Deuxième regard sur le spectre : sous la plage, les pavés !

Comme nous l'avons indiqué, la belle régularité du spectre des rayons cosmiques, remarquable et probablement riche de sens, cache néanmoins des brisures significatives, traditionnellement nommées *genou* et *cheville*. Ces structures apparaissent plus clairement lorsqu'on s'affranchit de la décroissance rapide du flux en portant sur une figure le spectre différentiel redressé, multiplié par  $E^3$ . Comme le montre la figure 1.2, on distingue alors en réalité une troisième structure, correspondant à un nouveau raidissement du spectre, vers  $\log_{10}(E_{\text{eV}}) \simeq 17.5$ , que l'on nomme le *second genou*. En ce qui concerne le premier genou, citons simplement ici les derniers résultats de l'expérience germano-italienne KASCADE, qui étudient cette structure avec le plus grand soin et tout l'appareillage des expériences de physique des particules : d'après ces nouvelles données, le genou se situerait à une énergie  $E_{\text{knee}} \simeq 5 \cdot 10^{15}$  eV (KASCADE Collaboration, 2005). Il faut également noter qu'aucun des modèles hadroniques utilisés pour analyser les gerbes de rayons cosmiques détectées par KASCADE n'est en mesure de rendre compte de l'ensemble des données recueillies. Cette situation est particulièrement inconfortable pour l'expérimentateur, qui ne peut accorder qu'une confiance limitée aux outils dont il use pour déduire l'énergie et la nature des rayons cosmiques primaires. Il est en tout cas manifeste que les modèles actuels sont partiellement défectueux, soit que le développement – quasi mécanique – de la gerbe dans l'atmosphère soit traité de manière erronée (même si l'on voit mal comment pourraient subsister des erreurs suffisamment graves pour expliquer les désaccords), soit que la physique sous-jacente qui est utilisée, et notamment la physique hadronique à haute énergie, soit encore incomplète ou imparfaitement maîtrisée.

Cette deuxième hypothèse, qui semble renforcée par les dernières analyses de KASCADE, ne serait pas pour étonner tous ceux qui voient dans la structure du genou les signes d'une physique nouvelle, au-delà du modèle standard, pouvant notamment se caractériser par l'ouverture d'un canal d'interaction nouveau, *via* lequel une partie de l'énergie initiale du rayon cosmique entrant dans l'atmosphère serait dissimulée à nos instruments de mesure (e.g. Kazanas & Nicolaidis, 2001a,b). L'énergie effectivement mesurée serait ainsi plus faible, et le flux des rayons cosmiques attribué à une énergie donnée correspondrait en fait à une énergie plus grande, où un flux plus faible est en effet attendu en raison de la décroissance du spectre : d'où la rupture de pente et la décroissance *apparemment* plus rapide du spectre. Divers arguments supportent



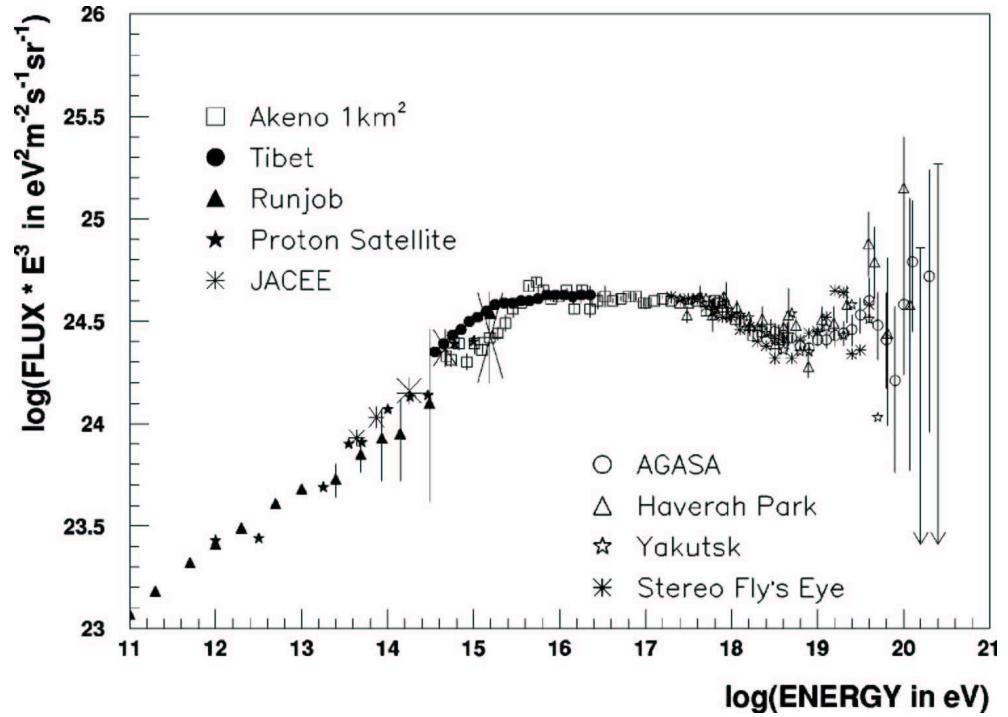


FIG. 1.2 – Spectre redressé des rayons cosmiques, donnant le flux différentiel multiplié par  $E^3$  (extrait de Nagano & Watson, 2000). Les genou, second genou et cheville y apparaissent clairement, par énergie croissante, de même que l'incertitude affligeante des flux de rayons cosmiques au delà de la dizaine de joules.

une telle hypothèse, notamment l'étonnante netteté de la brisure du spectre, que les diverses expériences attribuent à des énergies quelque peu différentes, mais dont elles relèvent toutes le caractère particulièrement aigu, difficile à comprendre dans le cadre traditionnel d'un phénomène astrophysique lié à l'accélération ou à la propagation des rayons cosmiques, qui devrait conduire à des transitions s'étalant au moins sur un demi ordre de grandeur. Mais quoi qu'il en soit, il est intéressant de noter que cette physique autour du TeV (dans le référentiel du centre de masse) représente un objectif très important pour la physique des particules, prochainement accessible notamment au LHC. Que l'astrophysique permette ainsi une incursion anticipée dans un domaine crucial de la physique fondamentale, ce n'est certes pas une nouveauté...

Ce genou, qui fait l'objet de tant d'études observationnelles et théoriques depuis des décennies, nous offre ici l'occasion de faire une remarque un peu triviale mais importante, qui sous-tend en quelque sorte cette approche holistique que nous souhaitons développer pour le rayonnement cosmique : un problème persistant est parfois un problème mal posé ! S'il s'avère si difficile de déterminer précisément l'origine astrophysique du genou, pourtant très nettement visible dans les données, c'est peut-être tout simplement parce qu'il est d'origine physique.

Une autre proposition très intéressante pour expliquer cette structure évoque l'influence d'une source ponctuelle unique, par exemple une supernova récente et proche, qui viendrait ajouter sa contribution de particules énergétiques en cet endroit précis du

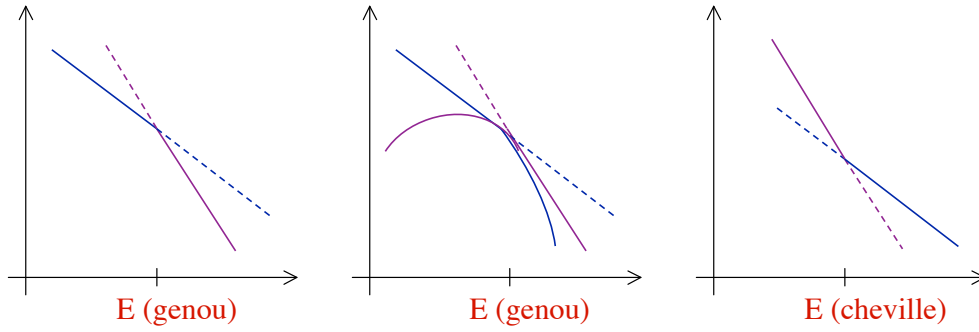


FIG. 1.3 – Gauche et centre : schéma démontrant la nécessité de recourir à double ajustement fin pour obtenir une transition entre deux composantes en loi de puissance dans une configuration de type « genou », c'est-à-dire avec un raidissement du spectre. La première composante doit s'arrêter exactement où commence la seconde, et elles doivent en outre avec exactement le même flux à cette énergie précise. Droite : idem pour une configuration de type « cheville », ne présentant pas ces difficultés

spectre (et l'éventualité n'en semble nullement improbable), et qui ferait du genou non plus l'empreinte significative d'une propriété fondamentale du rayonnement cosmique, mais la particularité tout à fait contingente du spectre enregistré sur Terre à une époque donnée. Ce qui intéresse là encore pour nous, c'est que pour formuler une telle hypothèse (e.g. Erlykin & Wolfendale, 1997, 2004), il faut auparavant s'être affranchi d'un préjugé important, largement répandu, nous le déplorons, parmi les cosmiciens, selon lequel les sources du rayonnement cosmique de relativement basse énergie sont les restes de supernova isolés – qui sont connus, il est vrai, pour accélérer efficacement des particules au voisinage de leur *choc avant* en expansion dans le milieu interstellaire (encore que nous n'en ayons à ce jour la preuve formelle que pour les seuls électrons). Comme il fut rapidement évident pour tous que les restes de supernova (SNR) ne pouvaient pas accélérer des rayons cosmiques jusqu'à des énergies voisines de celle de la cheville, on a imaginé que le genou pourrait marquer la transition entre un type de sources – en l'occurrence les SNRs – et un autre, alors inconnu, mais que l'avenir ne manquerait pas de nous révéler. Il semblerait hélas ! que l'avenir soit en retard...

Nous reviendrons plus loin, ainsi qu'au chapitre 5, sur le problème spécifique du genou, mais la difficulté rencontrée par tous les scénarios proposant un changement de composante du rayonnement cosmique à cet endroit du spectre est de rendre compte du raccord apparemment sans heurts des deux flux associés. Dans le cas d'un spectre qui se durcit, comme au niveau de la cheville, il est aisé d'imaginer une composante de pente plus faible qui, de sous-dominante à basse énergie, deviendrait naturellement dominante au-delà d'un seuil qui n'aurait là encore qu'un caractère contingent, lié à la normalisation relative des deux composantes (cf. Fig. 1.3c). Dans le cas d'un genou, à l'inverse, l'adoucissement du spectre (c'est-à-dire le raidissement de sa pente) interdit le scénario ci-dessus et exige que la composante de haute énergie *commence* subitement (tout du moins son régime de loi de puissance) *à l'énergie même* où la composante de basse énergie se termine – faute de quoi cette dernière continuerait de dominer jusqu'à une énergie plus grande, ou bien l'autre le ferait dès une énergie inférieure – et qu'en outre à l'énergie à peu près identique où l'une se termine et où l'autre commence, elles aient toutes deux pratiquement *le même flux* ! (Cf. Figs. 1.3a et b.) Cette double

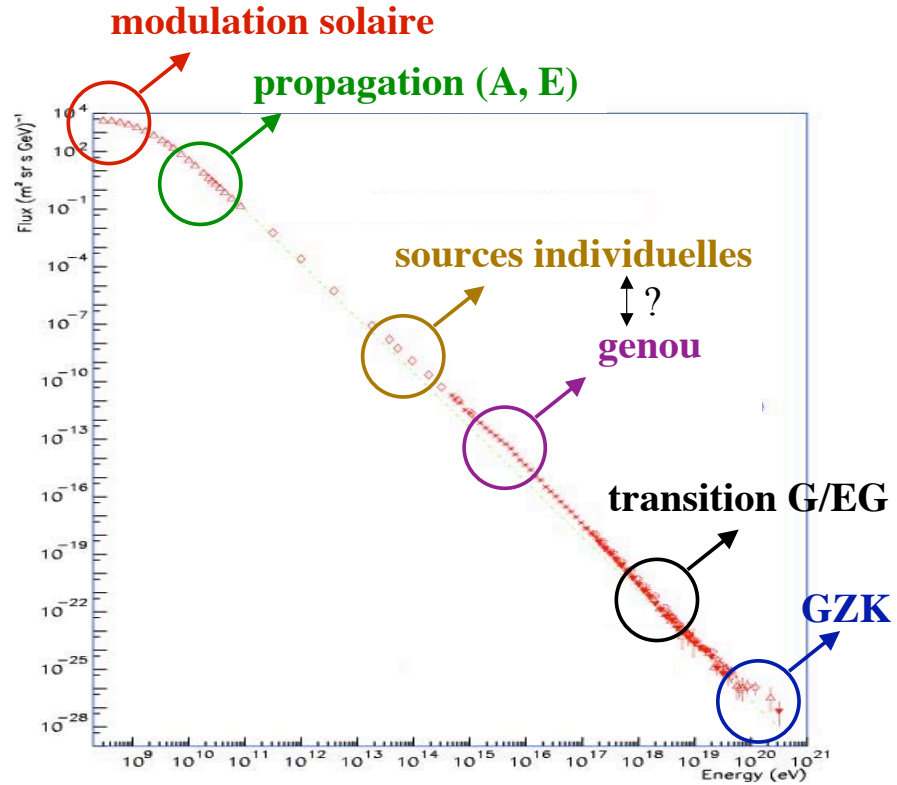


FIG. 1.4 – Régions particulièrement intéressantes du spectre des rayons cosmiques.

coïncidence, dans l'attente d'une justification quantitative précise, paraît bien improbable. Aussi devrait-il être naturel, sur le plan phénoménologique, de supposer qu'une seule et même composante de rayons cosmiques compose le spectre observé jusqu'à la cheville, vers  $3 \cdot 10^{18}$ . Quitte à renoncer, au moins par hypothèse, au modèles tant choyé de l'accélération par les restes de supernova isolés...<sup>1</sup>

Si l'on est prêt à prendre un tel recul et à rétablir l'unité de principe du spectre des rayons cosmiques jusque bien au-delà de l'énergie du genou, on peut alors, en effet, proposer d'en expliquer l'apparition par un phénomène contingent qui ne viendrait que moduler un spectre sous-jacent plus régulier et plus universel, ou au contraire par un phénomène plus fondamental faisant intervenir une physique nouvelle autour du TeV, dont la physique des particules nous dit qu'elle n'est pas si improbable. Mais quelle que soit la façon dont nous comprendrons cette structure dans l'avenir, on n'oubliera pas que, de nombreuses années durant, le spectre du rayonnement cosmique a présenté un genou particulièrement douloureux!<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Il est toutefois juste et important de dire que divers amendements au modèle d'accélération dans les restes de supernova sont possibles, qui conduisent à d'autres types de solutions des problèmes mentionnés ici. Nous y reviendrons plus loin.

<sup>2</sup>Que dire alors de la découverte récente du second genou, en laquelle certains proposent de voir la véritable transition entre les composantes galactique et extragalactique du rayonnement cosmique? Rien pour le moment, mais nous y reviendrons au chapitre 3...

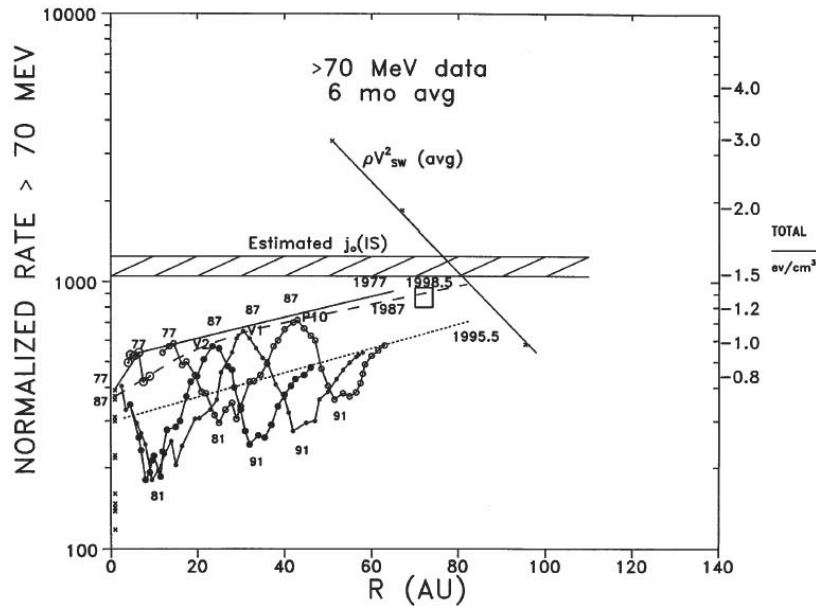


FIG. 1.5 – Taux de comptage des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 70 MeV mesurés par les sondes *Voyager* et *Pioneer* entre 1977 et 1995, en fonction de leur distance au soleil (en unités astronomique). Figure extraite de Webber (1998)

### 1.3 Physique et astrophysique à tous les étages

Nous venons d'évoquer la délicate problématique du genou, qui intervient de surcroît au point de jonction en énergie des techniques de détection directe et indirecte. D'autres domaines d'énergie présentent un intérêt particulier pour la physique et l'astrophysique du rayonnement cosmique. Comme en témoigne la figure 1.4, ils se répartissent à tous les étages du spectre. Passons-les en revue.

#### 1.3.1 Basse énergie et modulation solaire

Il y a tout d'abord la région de basse énergie, dont l'intérêt est considérable puisque ce sont ces rayons cosmiques qui sont de loin les plus nombreux et qui participent le plus intensément à l'équilibre subtil du milieu interstellaire, dans ses aspects thermiques, physico-chimiques ou magnétiques, et qui sont la source de nombreux rayonnements non thermiques que détectent – ou espèrent détecter un jour – les instruments d'astronomie gamma, X ou radio. Ce sont eux, également, qui conditionnent l'évolution chimique des éléments légers, étant directement responsable de leur nucléosynthèse, que nous aborderons au chapitre 7. Hélas pour notre compréhension présente – mais fort heureusement pour notre existence biologique ! – cette composante de rayons cosmiques nous est entièrement masquée par l'effet répulsif du vent solaire, dont les champs magnétiques capturent et repoussent toute particule chargée insuffisamment rigide, en lui opposant un champ électrique induit (dans le référentiel de l'héliosphère) de l'ordre de 500 mégavolts. Seule une faible fraction des rayons cosmiques d'énergie inférieure à quelques centaines de MeV/Z peut donc être étudiés au voisinage de la Terre, et jusqu'à quelques GeV leurs flux

sont encore largement influencés par l'intensité de l'activité magnétique solaire. C'est la raison pour laquelle on observe une très belle modulation de leur intensité en opposition de phase avec le fameux cycle du Soleil de 11 ans. La figure 1.5 en est une remarquable illustration : elle reproduit l'intensité du rayonnement cosmique détecté par les sondes interplanétaires *Voyager* et *Pioneer* entre 1977 et 1995, et montre ainsi non seulement l'oscillation du flux au fil des années, mais également son augmentation linéaire à mesure que les sondes s'éloignent du Soleil et se rapprochent donc du milieu interstellaire non perturbé. La figure est d'autant plus remarquable qu'étant parties à plusieurs années d'intervalle, les sondes sont passées par les mêmes distances héliocentriques à des phases différentes du cycle solaire, pratiquement en opposition de phase.

### 1.3.2 Énergies intermédiaires

À une énergie légèrement supérieure, jusque vers 100 GeV, l'étude du rayonnement cosmique se montre particulièrement instructive, dans la mesure où les sections efficaces d'interaction des noyaux énergétiques avec le milieu ambiant sont encore suffisamment grandes pour que la composition des rayons cosmiques en soit largement affectée, et témoigne ainsi indirectement des conditions dans lesquelles s'effectue le transport des noyaux depuis leurs sources jusqu'aux détecteurs. C'est le domaine par excellence de la science historique du rayonnement cosmique, qui étudie, avec tout le soin permis par la connaissance des sections efficaces d'interaction nucléaire et la précision des données observationnelles, les rapports d'abondances des éléments secondaires (produits *en vol* par spallation) et primaires (initialement accélérés dans les sources) en fonction de l'énergie, pour en déduire la quantité de matière traversée par les rayons cosmiques (« grammage »), et même leur « durée de vie » avant détection, grâce à l'observation de noyaux secondaires radioactifs tels que le  $^{10}\text{Be}$ , de durée de demi-vie proche de 2 Myr. Nous reviendrons au chapitre suivant sur la question de la composition des rayons cosmiques, mais notons ici pour mémoire qu'ils traversent typiquement de l'ordre de 10 grammes par  $\text{cm}^2$  (à  $\sim 300$  MeV), et se propagent pendant environ 30 millions d'années, ce qui implique une densité moyenne du milieu de propagation d'environ  $0.3$  atomes par  $\text{cm}^{-3}$ , significativement plus faible que le milieu interstellaire moyen (e.g. Lukasiak et al., 1994). On en déduit généralement que les rayons cosmiques explorent des régions de la Galaxie s'étendant bien au-delà du disque gazeux, jusque dans le halo où des champs magnétiques d'intensité manifestement suffisante parviennent à les confiner.

Il est à noter également que les mêmes champs magnétiques turbulents qui confinent et isotropisent largement les rayons cosmiques, conduisent à les réaccélérer tout au long de leur trajet – ne serait-ce que par le mécanisme de Fermi du second ordre appliqué aux inhomogénéités magnétiques en mouvement dans le milieu interstellaire, typiquement à la vitesse d'Alfvén. Ce phénomène de réaccélération complique le déchiffrement des informations portées par la composition différentielle (en fonction de l'énergie) du rayonnement cosmique, mais permet en contrepartie une meilleure compréhension des données et un suivi plus détaillé du processus général de la propagation. Gardons-nous toutefois d'oublier que la possibilité de décrire plus finement les phénomènes n'entraîne pas systématiquement un approfondissement des connaissances fondamentales, en particulier lorsque les détails considérés sont avant tout le fruit de conditions environnementales locales, dans l'espace et dans le temps. À cet égard, il est utile de rappeler qu'avec les rayons cosmiques, pour des raisons de confinement magnétique, plus on regarde à basse énergie, plus on regarde près.<sup>3</sup> Aussi faut-il s'attendre à ce que les détails de la compo-

<sup>3</sup>NB : à très haute énergie, la proposition s'inverse : c'est le « domaine GZK » (cf. ci-dessous).

sition de ces rayons cosmiques de basse énergie, ainsi que de leur distribution angulaire, portent les traces de notre environnement local, et notamment des bulles et superbulles au sein desquelles les conditions physiques peuvent être assez différentes des conditions moyennes, notamment en ce qui concerne la densité et les champs magnétiques, particulièrement importants pour les phénomènes dont il est question ici. De ce point de vue, il pourrait être instructif de se pencher davantage à l'avenir sur les propriétés du rayonnement cosmique à plus haute énergie, avec la réserve toutefois que les flux y sont hélas ! plus faibles – ce qui rend la tâche malaisée du point de vue expérimental – et surtout que les réactions nucléaires y sont moins importantes. En se déplaçant vers les hautes énergies, on s'éloigne donc *a priori* des informations les plus pertinentes sur la propagation du rayonnement cosmique, mais on gagne dans le même temps un accès plus direct aux rayons cosmiques tels qu'ils se présentent à la sortie de leur processus d'accélération. En exploitant au mieux la complémentarité des domaines d'énergies, on peut donc espérer distinguer plus fidèlement les propriétés qui se rapportent à l'un ou l'autre des processus.

### 1.3.3 Contribution de sources individuelles

Une autre région du spectre des rayons cosmiques où l'on peut en principe s'attendre à trouver des structures intéressantes se situe autour de  $10^{13}$ – $10^{14}$  eV. C'est là, en effet, que des sources potentiellement importantes de particules énergétiques sont susceptibles d'atteindre leur limite. Nous pensons naturellement aux restes de supernova, dont nous avons déjà indiqué qu'ils sont tenus par la plupart des spécialistes – et par voie de conséquence par la quasi totalité des non spécialistes – comme *les* sources par excellence du rayonnement cosmique. Il ne laisse pas de nous surprendre, cependant, que les difficultés notoires de cette hypothèse (cf. chapitre 5) ne soient pas davantage commentées chaque fois qu'il est fait allusion à cette possible origine des rayons cosmiques. Or il se trouve que chacun sait, depuis maintenant plus de vingt ans, que l'énergie maximale que peuvent atteindre des protons accélérés dans un reste de supernova *dans le modèle « de base »* (c'est-à-dire sans les options;-)) est de l'ordre de  $10^{13}$ – $10^{14}$  eV (Lagage & Cesarsky, 1983). Cela tient à deux exigences très simples. La première veut que pour être accélérée en un site astrophysique quelconque, une particule doit s'y trouver ! Or une particule d'énergie  $10^{15}$  eV a, dans un champ de  $1 \mu\text{G}$ , un rayon de giration (ou rayon de Larmor) d'environ 1 pc, et tend donc à s'échapper très rapidement d'un environnement ayant des dimensions de l'ordre du parsec – à moins que ceux-ci ne soient très fortement magnétisés, bien au-delà des quelques  $\mu\text{G}$  rencontrés habituellement dans le milieu inter-stellaire. L'autre exigence incontournable pour l'accélération d'une particule est que le temps nécessaire à l'accélération n'excède pas la durée de vie de la structure qui accélère. Quand bien même un reste de supernova serait en mesure de confiner des particules de  $10^{17}$  eV, si le processus d'accélération à de telles énergies nécessitait de l'ordre de  $10^6$  ans, il est exclu que nos sources explosives puissent les produire, puisqu'elles ne survivent jamais aussi longtemps. C'est une étude plus détaillée de la manière dont ces contraintes s'appliquent au cas de l'accélération par onde de choc dans un reste de supernova que Lagage et Cesarsky ont établi la limite naturelle, mentionnée ci-dessus, que l'on peut attendre pour l'énergie des protons dans ce type de sources.<sup>4</sup>

Dès lors, si l'on veut bien considérer momentanément que l'essentiel des rayons cosmiques pourrait provenir d'un autre type de sources, on est fondé à s'interroger sur

<sup>4</sup>De fait, les observations semblent fort bien confirmer ces prédictions : cf. chapitre 5 et nos travaux spécifiques dans le cas des SNRs jeunes où le champ magnétique est fortement amplifié, chapitre 6.

la possibilité d'apercevoir, dans le spectre global rassemblant toutes les composantes qui contribuent de fait au rayonnement cosmique, des structures qui pourraient correspondre, dans la gamme d'énergie mentionnée, à l'arrêt prématuré des sources liées aux supernovæ. Car levons tout de suite un malentendu : la critique naïve qui est faite à ceux qui s'interrogent sur la validité de ce qu'on pourrait appeler « l'hypothèse SNR » pour l'origine des rayons cosmiques, est que la remettre en cause reviendrait à nier tout le travail accompli depuis plus d'un quart de siècle sur l'accélération par onde de choc, ainsi que tout le *corpus* observationnel lié à l'étude multi-longueur d'onde des restes de supernova, fleurons de l'astronomie non-thermique. Or il n'en est rien, bien évidemment. Il n'est pas question de contester la réalité du mécanisme d'accélération par onde choc. Nous en avons toutes les preuves indirectes par l'émission des SNRs (du moins pour les électrons), et mieux encore des preuves directes par la mesure de l'accroissement subit du taux de comptage de particules énergétiques par nos sondes interplanétaires, lors du passage des ondes de choc ébranlant le vent solaire, ou stationnant à l'avant de la magnétosphère terrestre. Mais il ne suffit pas d'accélérer des particules pour être *ipso facto* « la » source principale du rayonnement cosmique. Les *flares* solaires sont bien connus pour injecter des particules énergétiques dans le milieu interstellaire, mais le bilan énergétique à l'échelle galactique est bien trop faible, en regard de la puissance du rayonnement cosmique, pour que cette source soit considérée comme apportant une contribution notable.<sup>5</sup> La question qui mérite d'être soulevée est donc la suivante : les particules effectivement accélérées dans les restes de supernova isolés (ceux étudiés par l'astronomie multi-longueur d'onde) sont-elles précisément celles qui sont détectées sur Terre sous les espèces du rayonnement cosmique, ou bien existe-t-il une autre composante qui l'emporterait dans le bilan galactique ?

Nous reviendrons sur cette question déterminante tout au long de la partie II, mais il convient de remarquer, avec les promoteurs de « l'hypothèse SNR », que la puissance nécessaire à alimenter les rayons cosmiques est justement en adéquation avec la puissance des supernovæ dans la Galaxie. Cette affirmation mériterait en réalité un réexamen approfondi, auquel nous nous proposons de contribuer ailleurs (voir toutefois le § 2.1.4), mais si on en accepte la validité globale, on peut alors s'attendre à ce que les SNRs, sans être nécessairement dominants parmi les sources de rayons cosmiques, y tiennent néanmoins une place privilégiée et participent sensiblement aux flux mesurés à relativement basse énergie. C'est la raison pour laquelle le domaine d'énergie correspondant à l'énergie maximale atteinte par les protons dans les restes de supernova paraît tout désigné pour la recherche de structures spectrales spécifiques. Or il semble qu'il n'y ait rien de particulier à signaler dans le spectre autour de  $10^{13}$ – $10^{14}$  eV.<sup>6</sup> Faut-il en déduire que les SNRs contribuent décidément peu au flux général des rayons cosmiques ? Ou bien que l'estimation de l'énergie maximale atteinte dans les SNRs soit erronée ? Sans trancher définitivement la question, nous remarquerons toutefois que de nombreux travaux récents ont été consacrés à la réévaluation de cette énergie maximale, en faisant valoir que les processus magnétohydrodynamiques à l'œuvre au voisinage des chocs de supernova, influencés notamment par la présence énergétiquement significative des par-

<sup>5</sup>Notons toutefois que l'idée selon laquelle les particules accélérées dans les flares stellaires fourniraient la matière première *injectée* ensuite dans un mécanisme plus énergétique – et pourquoi dans les chocs de supernova – est toujours débattue

<sup>6</sup>Il n'est pas inutile d'indiquer ici que la plupart des expériences – cela me fût confirmé par de nombreux experts – cherchent essentiellement, par tradition, à mesurer l'indice logarithmique du spectre des rayons cosmiques dans la région qui leur incombe. Cela revient à *supposer* que le spectre est une loi de puissance sans structures, et il demeure donc possible que des structures significatives soient passées inaperçues, par manque de motivation à en rechercher la présence, ou qu'elles aient été mises, lorsqu'elles ont été vues, sur le compte de fluctuations statistiques ou d'imprécisions expérimentales.

ticules accélérées, étaient susceptibles de produire des champs magnétiques turbulents bien plus élevés que dans le milieu interstellaire ambiant. Or des champs magnétiques plus élevés impliquent des rayons de Larmor plus petits pour des particules d'énergie donnée, et par voie de conséquence des capacités de confinement accrues pour les restes de supernova, de même que des échelles de temps d'accélération plus courtes. Il est clair, dès lors, que l'amplification des champs magnétiques au voisinage des chocs de supernova aurait la conséquence immédiate d'élever l'énergie maximale atteinte par les particules accélérées, peut-être jusqu'au niveau du genou, et peut-être même au-delà comme on se prend parfois à l'espérer. Une telle éventualité rendrait en effet caduque l'une des objections majeures à l'hypothèse SNR, et la conforterait même sensiblement.

Nous verrons cependant au chapitre 6 que nos travaux confirment la réalité d'une telle amplification du champ magnétique, jusqu'à plusieurs centaines de microgauss, mais qu'il reste impossible aux protons d'atteindre des énergies bien au-delà du PeV ( $10^{15}$  eV). Nous l'avons déjà noté, atteindre le genou n'est malheureusement pas d'une grande utilité pour la compréhension du spectre des rayons cosmiques, puisque le raccord à une autre composante permettant d'atteindre la cheville s'avérerait encore particulièrement délicat. Mais en rapprochant ces résultats des réflexions développées ci-dessus, on entrevoit la possibilité que les structures correspondant à l'arrêt du mécanisme d'accélération au sein des SNRs ne se laissent pas observer vers  $10^{13}$ – $10^{14}$  eV, comme initialement attendu, mais vers le PeV (ou  $Z$  fois plus haut pour les noyaux plus lourds que l'hydrogène). Voilà qui donnerait un crédit supplémentaire à l'hypothèse mentionnée au paragraphe 1.2, selon laquelle le genou serait justement la manifestation, dans un spectre global sans structure particulière à cet endroit, d'un reste de supernova unique, proche et récent, apportant là sa contribution spécifique.

Pour clore cette discussion, signalons encore que dans le cas même où les sources individuelles auxquelles nous sommes ici attentifs seraient masquées, dans leur contribution au rayonnement cosmique, par d'autres sources plus puissantes constituant l'essentiel du flux détecté, il serait encore possible, en principe, de repérer leur influence par des structures fines dans la distribution angulaire des particules, en association avec des structures dans le spectre d'énergie qui passeraient autrement pour des fluctuations sans signification particulière. L'étude conjointe des spectres angulaire et énergétique semble donc souhaitable, en association également avec la composition nucléaire, comme il est déjà pratiqué pour l'étude du genou, même si les coefficients de diffusion sont encore trop faibles dans ce domaine d'énergie pour que l'on puisse attendre des anisotropies supérieures à  $\sim 10^{-4}$ , difficilement mesurables par les moyens observationnels actuels.

### 1.3.4 Le genou

À des énergies plus élevées vient la domaine du genou, dont nous avons déjà abondamment parlé, et qui fait l'objet de multiples études observationnelles et théoriques. Nous rappelons simplement ici que non seulement son origine demeure mystérieuse, mais sa structure exacte, l'abondance relative des différents noyaux qui s'y manifestent et même l'échelle d'énergie qui lui correspond n'ont pas encore été établies fermement par l'expérience. C'est à n'en pas douter l'une des questions majeures de la physique du rayonnement cosmique, dont la résolution devrait nous éclairer sur divers points très importants de sa phénoménologie.<sup>7</sup>

<sup>7</sup>Il y aurait d'ailleurs lieu de regretter l'absence de participation française à des expériences aussi importantes que KASCADE, en Allemagne, si l'on n'avait déjà pris acte de ce que, l'Europe étant appelée à une unification croissante, en particulier au niveau scientifique, il ne fait après tout que peu de différence que tel domaine de la physique soit enrichi par les efforts des uns plutôt que des autres.



Nous avons indiqué plus haut quelles interprétations pouvaient être proposées pour ce fameux genou, en tentant de dégager le sens qu'elles pourraient avoir pour la problématique générale du rayonnement cosmique. Certaines se situent clairement du côté de la physique, et revêtent un caractère très fondamental (nouvelle physique au TeV...); d'autres relèvent de l'astrophysique et pourraient n'être que contingentes (source individuelle locale...). Les interprétations en termes de changement de régime d'accélération ou de propagation ne semblent guère favorisées par les données actuelles, pour la raison qu'elles conduiraient plutôt à des infléchissements progressifs de la pente du spectre, s'étalant sur un domaine d'énergie plus large, mais de tels arguments pourraient être remis en cause si la révision nécessaire des modèles hadroniques influençant le dépouillement des données observationnelles s'accompagnait d'une révision partielle de ces données, ou si des arguments nouveaux permettaient de comprendre l'apparition d'une échelle de longueur ou d'énergie précise en astrophysique.

Ajoutons enfin qu'une question déterminante concerne la position du genou spécifique que devrait manifester le spectre des noyaux énergétiques individuels. L'énergie correspondante est-elle proportionnelle à la charge,  $Z$ , ou à la masse,  $A$ , du noyau ? Nous ne le savons pas à ce jour, mais une telle information – qui semble à la portée des observations en cours ou à venir – serait cruciale pour la détermination de la nature du genou et/ou du mécanisme d'accélération des particules dominant. En effet, si l'origine du genou est astrophysique, on s'attend à une dépendance en  $Z$  puisque les champs magnétiques, par essence, traitent de la même façon les particules ayant le même rayon de Larmor et donc le même rapport  $E/Z$ . Qu'il soit lié au processus d'accélération ou à un changement de régime dans la propagation, pour autant que ceux-ci s'appuient essentiellement sur des processus électromagnétiques, on devrait voir le spectre de chaque élément marquer exactement la même inflexion à des énergies  $E_{\text{knee}}({}^A_Z\text{X}) = Z \times E_{\text{knee}}(\text{protons})$ . Si à l'inverse on a affaire à un phénomène physique tel que mentionné plus haut, avec l'ouverture d'un nouveau canal d'interaction (par exemple vers la production d'un graviton dans une théorie de dimensions supplémentaires étendues, d'échelle caractéristique proche du TeV, cf. Kazanas & Nicolaidis, 2001b), alors c'est l'énergie par nucléon,  $E/A$ , qui devrait jouer le rôle principal, et le genou des différents éléments devrait intervenir à des énergies  $E_{\text{knee}}({}^A_Z\text{X}) = Z \times E_{\text{knee}}(\text{protons})$ .

Pour trancher entre ces deux types de scénarios, le plus aisé sera probablement de comparer le genou des protons à celui des noyaux d'hélium – qui sont en outre les plus abondants au sein du rayonnement cosmique –, puisque le second se situerait à une énergie soit quatre fois, soit seulement deux fois plus élevée que le premier suivant qu'on a affaire à un mécanisme de physique des particules ou à un phénomène astrophysique. Mais c'est avec le genou des noyaux de fer que la détermination de la dépendance en  $Z$  ou en  $A$  de la position du genou aura sans doute ses conséquences les plus décisives sur la phénoménologie du rayonnement cosmique. Dans le premier cas, le genou du fer devrait se situer un peu au-delà de  $10^{17}$  eV, région du spectre où rien de particulier n'est observé à ce jour. Dans le second cas, en revanche, le fer aurait son genou vers  $3 \cdot 10^{17}$  eV, c'est-à-dire tout près de la structure que l'on a désigné ci-dessus comme le « second genou ».

Faut-il alors déjà voir dans la forme générale du spectre des rayons cosmiques l'indice d'un genou d'origine physique plutôt qu'astrophysique ? Il est certainement trop tôt pour le dire. Mais surtout, même s'il devait finalement être établi que les genoux élémentaires se répartissent suivant la masse et non la charge des noyaux, il resterait la possibilité d'un

---

Mais on sait également qu'une problématique importante nous est toujours mieux comprise et donc plus profitable lorsqu'on s'y investit – dans tous les sens du terme – de manière plus directe...

mécanisme astrophysique exhibant ces mêmes caractéristiques. Or il en existe un – et un seul à notre connaissance, mais nous le tenons pour particulièrement intéressant (en partie pour cette raison) : il s’agit du modèle d’accélération par réflexion des particules sur un nuage de plasma magnétisé en mouvement ultra-relativiste, que l’on désignera ici comme le *modèle du boost en  $\Gamma^2$* . En effet, des particules chargées qui entreraient dans un tel nuage et seraient en quelque sorte capturées par ses champs magnétiques, pourraient en sortir à nouveau, après isotropisation, avec une énergie mesurée dans le référentiel galactique qui se déduirait de l’énergie initiale par simple application d’une double transformation de Lorentz – une correspondant à l’entrée dans le nuage (passage dans le référentiel en mouvement relativiste), et une à la sortie (retour au référentiel du milieu interstellaire). Pour les particules sortant dans la direction du mouvement du nuage, ce double boost conduirait en moyenne à la multiplication de l’énergie initiale par le facteur de Lorentz du nuage au carré, soit  $\Gamma^2$ . L’application de cette idée au cas de nuages magnétisés associés aux sursauts gamma et plus généralement à l’explosion asymétrique des supernovæ (e.g. Dar, 2004), présente plusieurs attraits. D’abord, une telle idée conserve aux supernovæ leur rôle de source principale d’énergie pour les rayons cosmiques. Ensuite, elle réalise une coupure en énergie effectivement proportionnelle à  $A$ , et non à  $Z$ , puisque l’énergie maximale atteinte par les particules est tout simplement  $E_{\max} = 2\Gamma^2 Mc^2 = A \times 2\Gamma^2 m_p c^2$ , où  $m_p$  est la masse du proton. Enfin, la distribution des facteurs de Lorentz des nuages magnétisés proposés pour expliquer la phénoménologie des sursauts gamma – nommés suggestivement « boulets de canons », ou *cannonballs* par les auteurs (voir Dar & de Rújula, 2004, pour une revue complète du modèle) – se présente comme une distribution log-normale piquée sur une valeur un peu supérieure à  $\Gamma = 10^3$  (Dar & de Rújula, 2004), et conduit donc à des valeurs de l’énergie maximale des différents noyaux de l’ordre de  $A \times 1\text{--}3$  PeV, en bon accord avec la position du genou. Un tel modèle, n’en doutons pas, mérite de figurer parmi les hypothèses intéressantes quand il s’agit de réfléchir à la structure du spectre des rayons cosmiques entre  $10^{15}$  et  $10^{17}$  eV.

Telle est donc à grands traits la situation relative au genou, qui reste, on en aura jugé, extrêmement ouverte et donc tout à fait passionnante.

### 1.3.5 Transition galactique/extragalactique

Un autre domaine d’intérêt pour la phénoménologie du rayonnement cosmique est la région de la cheville, ou, plus généralement dit, la région du spectre d’énergie où doit se manifester la transition attendue entre une composante essentiellement galactique et une composante extragalactique. Il faut rappeler en effet que les rayons cosmiques de basse énergie sont à coup sûr d’origine galactique. On en détient la preuve notamment grâce à la détection de l’émission de désintégration des pions neutres produits par les collisions proton-proton dans les galaxies irrégulières voisines que sont les nuages de Magellan. Cette émission témoigne en effet d’un flux de rayons cosmiques plus faible que dans notre galaxie, ce qui est incompatible avec l’idée d’une irradiation d’origine extragalactique, qui frapperait uniformément toute matière dans l’univers. Cette composante galactique de basse énergie, il n’y a guère de raisons de penser qu’elle ne s’étende pas jusqu’à environ  $10^{18}$  eV, peut-être un peu moins si l’on en croit des travaux récents (mais nous y reviendrons), ou plus probablement jusqu’à la fameuse cheville, vers  $3 \times 10^{18}$  eV, marquée par le redressement du spectre des rayons cosmiques (ou plutôt l’atténuation de sa chute). Nous l’avons déjà mentionné au paragraphe 1.2, une telle structure se comprend aisément comme la passage d’une composante dominante à basse énergie, qui serait en l’occurrence galactique, à une autre composante caractérisée par un spectre moins pentu, et qui

finirait donc simplement par l'emporter au-delà de l'énergie particulière où les flux des deux composantes se rejoignent.

Que cette nouvelle composante soit d'origine extragalactique, on le tient généralement pour acquis pour la raison suivante : des protons de  $10^{19}$  eV ont dans un champ magnétique de  $3\mu\text{G}$ , caractéristique du milieu interstellaire, un rayon de Larmor de l'ordre de 3 kiloparsecs, bien supérieur à l'épaisseur du disque galactique. On voit mal, dès lors, comment des rayons cosmiques d'une telle énergie pourraient être produits dans le disque, là où se trouvent *a priori* les sources, et voir leur trajectoire suffisamment courbée pour nous parvenir finalement suivant une distribution angulaire essentiellement isotrope, ainsi que le montrent sans équivoque toutes les données observationnelles (cf. chapitre 4). Il est beaucoup plus naturel de supposer que notre galaxie, comme toutes les autres dans le cosmos, baigne dans un bain universel de rayons cosmiques de haute énergie qui nous parviennent ainsi de manière isotrope, indépendamment des capacités de confinement de nos champs magnétiques locaux. D'ailleurs – et c'est un argument trop souvent négligé sur lequel nous reviendrons plus loin – il faut bien que les rayons cosmiques dont on sait qu'ils s'échappent continuellement de notre galaxie, et donc probablement de toutes les autres, se retrouvent quelque part ! Il doit donc bel et bien exister un « fond diffus cosmique » constitué de l'ensemble des rayons cosmiques échappés des différentes galaxies depuis la nuit des temps, dont il ne serait pas inutile de s'interroger sur le flux typique qu'on en peut attendre. Nous présenterons les résultats – à notre avis très instructifs – que nous avons obtenus sur ce point dans le chapitre 9.

Nous reviendrons également plus en détail sur cette transition galactique/extragalactique au chapitre 3, où nous montrerons l'importance pour cette question d'une étude conjointe du spectre d'énergie et de la composition des rayons cosmiques extragalactiques, mais nous ne saurions quitter cette première discussion sans mentionner encore deux points. Le premier, c'est que la perte de confinement attendue au delà de  $10^{18}$  eV dont nous avons parlé ne concerne directement que les protons. À énergie égale, les noyaux plus lourds bénéficient d'une rigidité moins grande, du fait de leur charge, et sont donc bien mieux confinés. Si l'on admet que les champs magnétiques du halo de la galaxie peuvent confiner des protons jusqu'à la cheville, vers  $3 \cdot 10^{18}$  eV, on ne peut nier alors que les noyaux de fer composant le rayonnement cosmique ne s'échapperont pas librement avant une énergie de l'ordre de  $8 \cdot 10^{19}$  eV. Et que dire des noyaux d'uranium ? La galaxie les retiendrait jusque vers  $3 \cdot 10^{20}$  eV ! On sait bien sûr que l'uranium est en principe trop rare dans le milieu interstellaire pour contribuer significativement au flux de rayons cosmiques, mais puisqu'après tout les mécanismes responsables de l'accélération des particules à de telles énergies sont encore inconnus, il n'est pas interdit d'imaginer que l'accélération se produise dans des sites par ailleurs sujets à une intense activité nucléosynthétique, où l'uranium serait surreprésenté par plusieurs ordres de grandeur. Une telle éventualité bouleverserait complètement l'idée que nous nous faisons du spectre des rayons cosmiques à très haute énergie, et de la nécessité de considérer une composante extragalactique.

La seconde remarque que nous voudrions faire concerne la possibilité d'une source de rayons cosmiques galactiques ne se situant pas dans le disque, mais à plus grande échelle dans le halo. L'argument rappelé ci-dessus relevant l'impossibilité pour une source galactique de produire un flux de rayons cosmiques isotrope deviendrait alors caduque, puisque les particules pourraient nous parvenir *en ligne droite* depuis des sources distribuées de manière quasi sphérique autour de la Terre. De telles sources peuvent-elles exister ? En principe, la réponse est toujours positive. Mais en pratique, on voit mal quel type de sources suffisamment énergétiques pour entretenir le rayonnement cosmique serait capable de se dissimuler à l'observation. À moins que ces sources ne produisent

essentiellement que des rayons cosmiques, de manière largement diffuse, de sorte que l'émission induite par leur interaction avec le CMB ou le champ magnétique local soit perçue comme un fond diffus attribué à des sources extragalactiques. Pour mémoire, nous indiquons ici qu'une telle possibilité a été étudiée dans le cadre du modèle cannonball pour les sursauts gamma, déjà cité plus haut, avec l'accélération de rayons cosmiques au sein de ces nuages magnétisés ultra-relativistes supposés terminer leur course bien loin du disque galactique, dans le halo où ils pourraient alors injecter des rayons cosmiques distribués isotropiquement *dès leur source* (Dar & Plaga, 1999 ; Plaga, 2002).

Enfin, rappelons qu'un autre type de modèles se propose également de rendre les rayons cosmiques les plus énergétiques à notre galaxie : il s'agit des *modèles top-down*, d'inspiration radicalement différente, que nous mentionnerons encore dans le paragraphe suivant et sur lesquels nous reviendrons plus en détail au chapitre 17, pour y présenter certaines contraintes originales que nous pensons pouvoir leur imposer grâce aux données de l'Observatoire Pierre Auger.

### 1.3.6 Le domaine GZK

Le dernier domaine d'énergie sur lequel nous nous arrêterons est aussi celui qui reste le plus énigmatique, en premier lieu pour des raisons observationnelles. Il s'agit de l'extrême fin du spectre des rayons cosmiques, dont on ne sait d'ailleurs pas où il faut la situer. La particule probablement la plus énergétique qui ait jamais été détectée a percuté l'atmosphère terrestre au-dessus de l'Utah le 15 octobre 1991, avec une énergie aux alentours de  $3 \cdot 10^{20}$  eV, c'est-à-dire environ 50 joules ! Au-delà, rien à ce jour. Mais comment savoir si le rayonnement cosmique prend fin ou si son flux est simplement trop faible pour être détecté ? Il y a une façon "simple" de le savoir : augmenter notre puissance de détection. Et puisque nous parlons là de flux de l'ordre de la particule par siècle et par kilomètre carré (sic), il convient soit d'attendre des siècles, soit de construire des instruments couvrant une surface véritablement gigantesque. C'est bien entendu la seconde solution qui fut retenue par la communauté des cosmiciens impliquée dans l'aventure exceptionnelle de l'Observatoire Pierre Auger, sur le point de tenir le pari d'équiper la pampa argentine, au pied des Andes, de détecteurs capables de mesurer des gerbes atmosphériques sur une surface de 3 000 km<sup>2</sup>.

Nous reviendrons sur cet observatoire dans la partie IV, mais considérons à nouveau cette valeur inouïe : 50 joules ! Nous parlons en effet d'énergies macroscopiques, équivalant à l'énergie cinétique d'une balle de tennis frappée à 100 km/h, et qui requièrent, s'il s'agit comme on le pense de protons, des facteurs de Lorentz de l'ordre de  $3 \cdot 10^{11}$ . Chacun sait bien sûr ce qu'est un facteur de Lorentz, mais qu'on s'y arrête tout de même un instant, pour le plaisir du vertige : à une telle énergie, le temps du proton est dilaté au point qu'une de ses secondes dure 10 000 de nos années terriennes, et les longueurs dans son référentiel sont telles que la distance Terre-Soleil est réduite à 50 centimètres !

Pourtant, si les rayons cosmiques de cette énergie interrogent à ce point les physiciens et astrophysiciens qui en ont entrepris l'étude, c'est pour de tout autres raisons, liées à trois caractéristiques principales qui semblent contredire nos connaissances.

### Énergies extrêmes

La première de ces caractéristiques – peut-être la moins grave, bien que représentant aujourd'hui encore un véritable défi – c'est l'existence même de ces particules extraordinairement énergétiques ! En dépit des efforts des astrophysiciens théoriciens, il semble

très difficile d'identifier des sources, même parmi les plus puissantes connues dans l'univers, qui soient capable d'accélérer des particules jusqu'à des énergies aussi élevées.

Pour ne donner qu'un aperçu très bref, disons qu'on dispose en principe de deux types de modèles. Le premier regroupe en quelque sorte des accélérateurs linéaires fonctionnant à peu près comme ceux de nos laboratoires, en appliquant une différence de potentiel élevée et en laissant les particules chargées convertir en énergie cinétique leur énergie potentielle électrique. Bien sûr, pour obtenir des protons de  $10^{20}$  eV, il faut des champs électriques de  $10^{20}$  volts, ce qui est énorme, même à l'échelle astronomique. D'ailleurs, la matière étant globalement neutre et conductrice dans l'univers, tout champ électrique tend à s'annuler très rapidement, et il faut donc recourir à de véritables machines électrostatiques si on veut disposer durablement d'une source d'accélération conséquente. Mais de telles machines existent en effet : que l'on pense notamment aux pulsars, qui du point de vue électromagnétique sont de très forts aimants en rotation rapide... Reste que si nous pouvons pointer de la sorte quelques environnements astrophysiques potentiellement intéressants, nous ne disposons guère à ce jour de modèles cohérents capables d'expliquer comment on en pourrait disposer de manière réellement efficace...

L'autre moyen d'accélérer des particules consiste à recourir non pas des champs électriques ordonnés, mais à des champs magnétiques – ce qui est en quelque sorte un paradoxe puisque chacun sait que la force magnétique ne travaille pas, et qu'un champ magnétique statique reste donc incapable de communiquer la moindre énergie à une particule. Mais les champs magnétiques, dans l'univers, sont souvent associés à des inhomogénéités de vitesse, qui proposent en quelque sorte des référentiels naturels multiples, différents du référentiel galactique moyen, au sein duquel les champs magnétiques en mouvement apparaissent alors comme des champs électriques induits, en vertu simplement des propriétés des changements de référentiel. Ces inhomogénéités de vitesse peuvent se présenter sous forme d'ondes de choc ou de turbulence. Dans tous les cas, on souhaitera disposer des environnements les plus vastes possibles, et contenant les champs magnétiques les plus forts, afin d'atteindre les énergies les plus grandes. Car comme on l'a déjà relevé au paragraphe 1.3.3, il faut toujours pouvoir confiner les particules qu'on accélère, sous peine de voir le processus prendre fin prématurément. Les particules d'énergie extrême pourraient ainsi provenir des chocs gigantesques qui se forment aux extrémités des jets extragalactiques, émis par les trous noirs géants logés au cœur des galaxies actives. Les ondes de choc ultra-relativistes accompagnant les sursauts gamma, ou même les structures magnétiques complexes que ces derniers abritent, font également figure de candidats sérieux.

Ce rapide survol fait déjà apparaître quelques mots-clé intéressants : pulsars, magnétars, trous noirs supermassifs, jets relativistes, noyaux actifs de galaxie, hypernovæ, sursauts gamma... En somme, c'est toute l'astrophysique des hautes énergies qui s'invite ainsi à la table des réflexions sur le rayonnement cosmique aux limites de son spectre, avec son bestiaire de sources qui font aujourd'hui l'objet d'études approfondies dans tous les domaines de longueurs d'onde accessibles aux astronomes du sol et de l'espace. Mais invoquer les sources les plus énergétiques de l'univers ne suffit pas nécessairement, et il semble que même pour ces objets de l'extrême, l'accélération de particules jusqu'à plusieurs dizaines de joules demeure une véritable gageure ! On peut estimer cependant que, bon an mal an, en "tirant" suffisamment les paramètres, quelques pistes crédibles commencent à se dégager, notamment liées aux sursauts gamma ou aux jets extragalactiques. Et puis la Nature a souvent des ressources que nous évaluons mal, et se donne parfois à elle-même des limites moins sévères que nos trop prudentes théories...

Avant d'en venir au second problème posé par ces rayons cosmiques d'énergie extrême, il est indispensable d'évoquer ici les nombreux travaux consacrés à l'exploration d'hypothèses radicalement différentes, dont certaines, pour le coup, ne manquent pas de hardiesse ! Et si les rayons cosmiques les plus énergétiques n'étaient finalement pas des particules du milieu ambiant accélérées par un mécanisme astrophysique à découvrir, mais des particules nées dès le départ avec leur exceptionnelle énergie ? C'est ce que proposent les modèles « top-down », d'inspiration essentiellement physique, qui reposent sur l'idée que des particules supermassives pourraient décroître de temps en temps et produire nos rayons cosmiques comme des particules secondaires, avec une énergie cinétique initiale considérable. Ces particules supermassives, inconnues il est vrai et nommées simplement particules X (sic !), pourraient avoir des masses au niveau de l'échelle de grande unification ( $\sim 10^{25}$  eV), ou encore de l'échelle de Planck ( $\sim 10^{28}$  eV). Le big bang aurait pu les produire, et si elles étaient suffisamment stables pour avoir survécu jusqu'à ce jour, elles se désintégreraient en initiant des jets hadroniques constitués d'une myriade de particules de plus basse énergie, parmi lesquels des protons de  $10^{21}$  eV n'auraient certes aucun mal à émerger. À défaut d'être suffisamment stable, ces particules pourraient encore être créées localement lors des gigantesques libérations d'énergie qui accompagneraient l'interaction de défauts topologiques – stables, eux –, formés lors des transitions de phase fondamentales de l'univers primitif. Autant de pistes à explorer, qui maintiennent en éveil – parfois même au-delà du raisonnable ! – l'imagination des physiciens...

Nous tenons toutefois à indiquer que la plupart des modèles top-down proposés au cours de la dernière décennie ont rencontré les plus grandes difficultés à s'affranchir d'un certain nombre de contraintes astrophysiques, et notamment de celles apportées par l'astronomie gamma. C'est que la décroissance des particules supermassives ne peut éviter de conduire, avec la propagation de ses sous-produits dans le milieu intergalactique, à toute une cascade électromagnétique qui s'achève inévitablement par un très grand nombre de photons entre 10 et 100 GeV. Or la quasi totalité des modèles top-down envisagés prédisent des flux gamma en excès par rapport aux mesures de l'instrument EGRET, à bord du satellite CGRO, et doivent donc être abandonnés. Mais les modèles ont la vie dure, et de nombreux amendements ont été proposés pour réduire les flux indirects de rayons gamma sans compromettre la participation des modèles top-down au flux des rayons cosmiques d'énergie extrême. En particulier, on tend généralement à réduire la masse caractéristique des particules X, quitte à abandonner les arguments les plus naturels et sacrifier ainsi les véritables motivations physiques des modèles. Le résultat, il faut bien le dire, finit par ressembler à une confection *ad hoc* de modèles assez peu convaincante, destinée à rendre compte un peu arbitrairement d'un problème astrophysique dont on n'est pas si sûr, après tout, qu'il existe (cf. la discussion ci-dessous, à propos de la coupure GZK). Quoi qu'il en soit, ce type de modèles pourra encore être testé par un biais différent lorsque la prochaine génération de détecteurs de neutrinos entrera en service, puisqu'ils ont tous la vertu de produire ces particules en très grand nombre (voir aussi la contrainte exposée au chapitre 17).

### Isotropie des flux

La deuxième caractéristique étonnante de ces rayons cosmiques de très haute énergie est l'apparente isotropie de leur distribution angulaire. Nous avons déjà évoqué la propagation des particules chargées dans des champs magnétiques, d'abord pour expliquer l'isotropie du rayonnement cosmique de basse énergie, ensuite pour signaler la perte de confinement attendue pour des protons de quelques EeV ( $1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$ ). À plus

haute énergie encore, les rayons de Larmor des noyaux deviennent si grands devant les dimensions de la galaxie que les rayons cosmiques devraient finir par ne plus réagir aux forces magnétiques, et poursuivre une trajectoire quasiment rectiligne qui aurait alors la vertu de nous indiquer sans équivoque l'emplacement des sources tant recherchées. À partir de quelle énergie un tel « pointage des sources » devrait-il être possible ? Tout dépend des champs magnétiques intergalactiques, de leur intensité comme de leur structure, notamment leur longueur de cohérence. L'une et l'autre restent très mal connues. Mais selon toute vraisemblance, les champs ne devraient pas dépasser les quelques dizaines de nanogauss, hormis dans les régions à plus forte concentration de matière, comme les amas de galaxies, qui n'occupent cependant qu'une fraction négligeable du volume extragalactique. Avec de tels champs, l'isotropie des rayons cosmiques de très haute énergie demeure un mystère, d'autant plus grand que les sources sont contraintes à être relativement proches (cf. ci-dessous), laissant ainsi très peu de temps aux forces magnétiques pour incurver significativement les trajectoires des particules chargées.

Alors, comment faut-il comprendre cette distribution angulaire inattendue ? Souffrit-elle avant tout d'un manque de statistique ? L'accumulation des données permettrait-elle de voir se dégager des directions privilégiées dans le ciel, voire des sources individuelles ? Les champs magnétiques extragalactiques sont-ils finalement plus intenses qu'on ne le soupçonne ? À moins que les rayons cosmiques de très haute énergie ne pointent effectivement dans la direction de leurs sources, mais que celles-ci soient distribuées de manière isotrope dans le ciel... Ce serait certes étonnant, puisque la distribution de la matière, visible ou sombre, est très inhomogène à l'échelle de quelques dizaines de mégaparsecs. Mais le recours à des sources situées dans le halo de notre galaxie, comme nous l'avons évoqué au paragraphe précédent, aurait la vertu de résoudre ce problème d'isotropie, du moins tant que la statistique ne permet pas de détecter la faible asymétrie attendue entre les flux provenant du centre et de l'anticentre galactiques, en raison de la position excentrée de la Terre. L'accroissement du volume des données pourrait alors révéler l'existence ou l'absence d'une telle anisotropie, et ainsi confirmer ou infirmer ce type de modèles.

Mais peut-être est-ce en réalité la charge de ces particules que nous sous-estimons ? On sait cependant que les noyaux ultra-énergétiques, étant photo-désintégrés par les photons omniprésents du rayonnement fossile micro-onde, ont une durée de vie très courte dans l'univers. Si nous avons affaire à des noyaux lourds, leurs sources doivent donc se trouver extrêmement proches. Alors pourquoi pas, là encore, au sein même de notre galaxie ? Reste, toutefois, à proposer un modèle convaincant. Car en ramenant les sources « sous notre nez », pour ainsi dire, on réduit considérablement la latitude laissée au théoricien, qui doit alors non seulement rendre compte des propriétés du rayonnement cosmique de très haute énergie, mais aussi s'assurer qu'aucun effet induit ni aucune caractéristique secondaire de ces sources n'entrent en conflit avec les observations astronomiques détaillées disponibles dans la galaxie.

On le voit, les incertitudes sont nombreuses en ce domaine, et nous tenons le problème de la distribution angulaire des rayons cosmiques pour particulièrement important. Sans doute est-ce la raison pour laquelle nous lui avons consacré quelques travaux, dont nous ferons état aux chapitres ?? et 16, et plus brièvement au chapitre 9.

### Coupure GZK

Enfin, la troisième caractéristique inattendue, en contradiction directe avec une prédiction datant de 1966, est que le flux des rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV ne semble pas significativement plus faible que ce qu'impliquerait la poursuite

régulière de la décroissance en  $\sim E^{-2.7}$  observée à plus basse énergie. Or, parallèlement à la propagation dans l'espace sous l'influence des champs magnétiques, dont nous venons de parler et dont nous avons dit les problèmes qu'elle soulevait pour les rayons cosmiques de très haute énergie, la propagation des rayons cosmiques dans l'espace des énergies fait apparaître une propriété singulière qui conduit à attendre une chute brutale de leur flux autour de  $10^{20}$  eV. Il s'agit pratiquement d'un seuil cosmique fondamental, relié à une propriété très importante de notre univers : l'existence d'un fond de rayonnement cosmologique dans le domaine des micro-ondes (CMB), caractérisé par un spectre thermique de température 2.73 K. Ces photons extrêmement froids qui remplissent uniformément l'univers peuvent sembler parfaitement inoffensifs, mais dans le référentiel propre du rayon cosmique qui se précipite sur eux avec un facteur de Lorentz de  $10^{11}$ , le simple photon micro-onde devient alors un photon gamma redoutable, capable de créer une paire électron/positon ou même un pion. Ceci, dans le référentiel naturel de l'univers, ne peut se faire qu'aux dépens du rayon cosmique, qui doit abandonner une partie de son énergie. Il se trouve que ces pertes d'énergie sont en réalité extrêmement efficaces dans le cas de la production de pions. On peut montrer facilement (cf. plus bas) qu'un proton – et *a fortiori* un noyau, sujet à la photo-dissociation – ne peut se propager à une énergie supérieure à  $10^{20}$  eV pendant plus d'une centaine de millions d'années. En conséquence, si nous venons à en détecter un, nous pouvons inférer qu'il provient d'une source située à moins de quelques dizaines de Mpc. Pour un proton de  $3 \cdot 10^{20}$  eV, l'horizon est encore plus proche, de l'ordre de 15 à 20 Mpc.

Ce fait est tout à fait incontournable dans le cadre de la physique la plus élémentaire, puisqu'il se déduit simplement de la relativité restreinte (qui détermine la transformation de l'énergie du photon du CMB vers le référentiel du rayon cosmique) et de l'existence avérée du rayonnement fossile. Il a plusieurs conséquences importantes, notamment sur la problématique des sources et celle de la distribution angulaire, que nous venons d'examiner. Plus les sources doivent être proches, moins on comprend l'isotropie du flux ou l'absence d'identification de sources individuelles. En outre, dans un voisinage si proche, il paraît difficile de dissimuler aux yeux multiples de l'astronomie des sources qu'on devine particulièrement puissantes, compte tenu des difficultés apparentes de nos candidats pourtant les plus brillants. Aurions-nous donc ces sources sous les yeux, sans nous douter de leurs facultés exceptionnelles ? Ou bien ces sources seraient-elles invisibles parce que collimatées dans une autre direction ? Ou encore éphémères ? C'est en tout cas une des raisons qui, à nos yeux, favorisent les modèles explosifs comme ceux impliquant les sursauts gamma.

Mais la conséquence de la photo-production de pions sur le fonds diffus cosmologique qui engendra le plus grand nombre de travaux est sans conteste, comme nous y faisons allusion ci-dessus, une diminution drastique du flux des rayons cosmiques attendue aux alentours de  $10^{20}$  eV. En effet, tous les protons (ou noyaux) qui auraient été accélérés à des énergies supérieures se trouveraient rapidement reconduits sous le seuil de la réaction. Le flux détecté à des énergies inférieures, disons à  $5 \cdot 10^{19}$  eV, prend donc en compte les rayons cosmiques de toutes les sources comprises dans un volume de quelques Gpc<sup>3</sup> (correspondant à l'horizon effectif à cette énergie), tandis que le flux détecté au-delà du seuil, disons à  $2 \cdot 10^{20}$  eV, ne comptabilise que les sources situées dans un rayon d'environ 50 Mpc. Nous reviendrons plus loin sur la mise en œuvre précise de cette diminution du spectre, que l'on désigne sous le nom de « coupure GZK », en l'honneur de Greisen d'une part, et de Zatsepin et Kuzmin d'autre part, qui, indépendamment et très peu de temps après l'annonce de la découverte du rayonnement fossile, comprirent qu'un tel bain de photons entraînerait inévitablement le processus décrit ci-dessus et prédirent cette fameuse coupure dans le spectre des rayons cosmiques qui, quatre décennies plus



tard, fait l'objet de tant de travaux théoriques et observationnels (Greisen, 1966 ; Kuzmin & Zatsepin, 1966).

Car, on le sait, les données recueillies par l'expérience japonaise AGASA dans les années 1990 ont fait état d'un flux étonnamment élevé de rayons cosmiques au-delà du seuil GZK, et ne laissent finalement percevoir aucune coupure dans le spectre. Ce résultat fracassant, il n'y a pas d'autre mot, est venu relancer opportunément l'intérêt des physiciens des particules et des cosmologistes pour ces rayons cosmiques de l'extrême, au moment où se rassemblait déjà une communauté grandissante de cosmiciens des hautes énergies pour mettre en œuvre le grand projet de l'Observatoire Pierre Auger. La prédiction de la coupure GZK repose sur des données tellement fondamentales que la confirmation de sa violation aurait incontestablement des répercussions importantes sur l'ensemble de la physique et/ou de l'astrophysique. Mais nous avons bien dit « la confirmation » de sa violation. Car au regard minutieux des données, il apparaît qu'une telle conclusion ne soit pas acquise. Entrer ici dans le détail de la controverse serait trop long et hors du propos que nous nous sommes fixés, mais chacun sait qu'une autre expérience, HiRes, opérant avec une technique de détection radicalement différente, mais en principe complémentaire, a obtenu des résultats essentiellement opposés, avec l'observation apparente de la coupure GZK à peu près sous la forme prédite. Nous reviendrons sur quelques aspects expérimentaux dans la partie IV, mais on comprend d'ores et déjà l'importance de combiner, au sein d'un même observatoire, les deux techniques de détection utilisées par AGASA et par HiRes, et de les mettre en œuvre sur les mêmes gerbes atmosphériques, afin d'en étudier les différences systématiques et de réduire, par une étude détaillée de leurs caractéristiques respectives, les incertitudes – extrêmement grandes hélas ! – qui restent attachées à la détermination du spectre des rayons cosmiques ultra-énergétiques.<sup>8</sup>

Car indépendamment du problème de la coupure GZK, sur lequel nous reviendrons plus loin, ce qui frappe avant tout lorsqu'on regarde les données brutes reportées sur la figure 1.6, c'est l'extrême confusion qui règne dans ce domaine d'énergie. Les raisons en sont diverses. D'abord, les mesures sont toujours indirectes, car ce n'est pas le rayon cosmique primaire qu'on observe, mais la gerbe atmosphérique qu'il induit dans l'atmosphère. Ensuite, l'analyse des données relatives à la gerbe – qu'il s'agisse de la distribution latérale des particules au sol, comme dans l'expérience AGASA, ou de la distribution longitudinale de la lumière fluorescente induite par l'ionisation de l'atmosphère au passage de la gerbe, comme dans le cas de HiRes – ne peut se faire que par comparaison des mesures effectives à des modèles Monte-Carlo, dont le principal ingrédient – le modèle de physique hadronique extrapolé à haute énergie – est très largement incertain, en raison de l'absence de données expérimentales en accélérateurs aux énergies correspondantes. Enfin, les flux de rayons cosmiques auxquels les expérimentateurs sont

---

<sup>8</sup>Nous préférons systématiquement ici le terme de « rayons cosmiques ultra-énergétiques » à celui, plus lourd et très inélégant, de « rayons cosmiques d'ultra-haute énergie », traduit de l'anglais *ultra-high-energy cosmic rays*. Il nous semble très contestable, en français, de qualifier une énergie, ou quoi que ce soit d'autre d'ailleurs, d'ultra-haute. Précisons encore que la terminologie pour désigner les différentes parties du spectre des rayons cosmiques n'est pas fixée, et peut parfois conduire à des confusions. On trouve dans la littérature des références courantes à des énergies « très hautes », « extrêmes », « extrêmement hautes », « ultra-hautes »... En ce qui nous concerne, nous parlerons de « très hautes énergies » pour nous référer aux rayons cosmiques au-delà de la cheville, et utiliserons le terme « ultra-énergétique » en un sens essentiellement technique, pour qualifier les rayons cosmiques subissant des pertes d'énergie significatives par interaction avec le CMB. Cela pourra donc s'appliquer à des particules d'énergie aussi basse que 1 EeV, ou même moins, dès l'instant que la discussion portera sur la modification du spectre induite par le fonds de rayonnement. Mais le plus souvent, lorsque la référence explicite à l'énergie ne sera pas utile, nous préférons simplement parler de « rayons cosmiques extragalactiques » (à supposer bien sûr qu'ils les soient ; cf. §1.3.5).

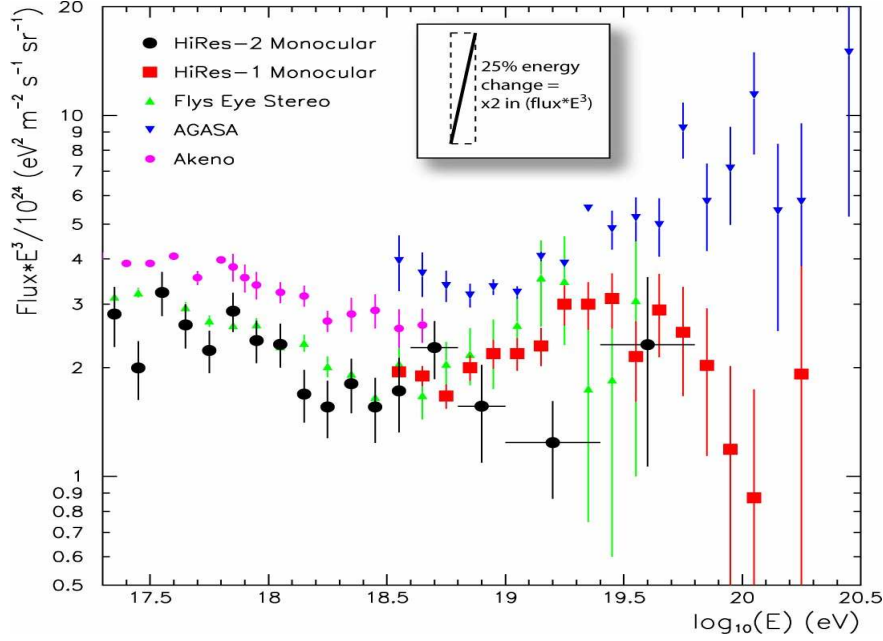


FIG. 1.6 – Spectre redressé des rayons cosmiques, donnant le flux différentiel multiplié par  $E^3$  (extrait de Nagano & Watson, 2000). Les genou, second genou et cheville y apparaissent clairement, par énergie croissante, de même que l'incertitude affligeante des flux de rayons cosmiques au delà de la dizaine de joules.

confrontés sont extraordinairement faibles. Seule une poignée d'événements a été détectée au-delà de  $10^{20}$  eV, et l'établissement d'un flux précis avec une statistique aussi faible est tout simplement impossible, surtout dans un contexte où le flux en question est extrêmement dépendant de l'énergie (en  $E^{-3}$ , rappelons-le), et si en outre la calibration en énergie est difficile (pour des raisons expérimentales diverses) et les gerbes, par leur nature éminemment stochastique, sont sujettes à des fluctuations intrinsèques encore incomplètement comprises.

Il n'en faudra pas plus, nous l'espérons, pour inviter à la plus grande prudence sur les données expérimentales actuellement disponibles dans ce « domaine GZK » du spectre des rayons cosmiques.<sup>9</sup> La seule chose qu'il semble raisonnable de conseiller, avant de se lancer dans des extrapolations théoriques ou phénoménologiques qui se fonderaient sur un sous-ensemble arbitrairement choisi des données, c'est de prendre un peu de recul et, peut-être, si la patience nous est permise, d'attendre les résultats de l'Observatoire Pierre Auger, tout proches, qui leveront de manière probablement décisive l'essentiel des doutes qui persistent dans ce domaine.

<sup>9</sup>On signale d'ailleurs, pour mémoire, que le désaccord si souvent affiché entre les résultats d'HiRes et ceux d'AGASA n'ont qu'une significativité statistique d'environ  $2.6\sigma$ , compte tenu des effets de propagation stochastiques discutés plus loin.

### Commentaire personnel

Nous souhaitons encore proposer quelques commentaires sur cette partie du spectre qui semble, à juste titre, focaliser une très grande attention. La détection d'un nombre inattendu d'événements « super-GZK » par les instruments d'AGASA a fait naître les plus grands espoirs de voir le ciel nous livrer à nouveau des informations essentielles sur la physique la plus fondamentale. Rappelons à cet égard que ce sont déjà les rayons cosmiques, mais à bien plus basse énergie, qui avaient permis il y a trois quarts de siècle la découverte de l'antimatière, avec le positron, puis du muon, des pions chargés et neutre, des particules étranges, etc. Cette science du rayonnement cosmique s'était ensuite détachée de la science à laquelle elle avait donnée le jour – la physique des particules – lorsque les accélérateurs construits par l'homme, notamment à Genève, s'étaient montré capables de prendre le relais et de délivrer, de manière plus stable et plus facilement exploitable, leur propre faisceau de particules énergétiques. Après une éclipse de près d'un demi-siècle, il est intéressant de voir ces deux sciences à nouveau converger, à la faveur de progrès expérimentaux et théoriques importants, pour étudier un domaine d'énergie peut-être à jamais inaccessible à la physique sur accélérateurs. Le terme d'« astroparticules » est à cet égard très évocateur.

L'annonce d'une violation de la coupure GZK dans la partie extrême du spectre d'énergie des rayons cosmiques ne pouvait pas manquer, dans ce contexte, de susciter l'intérêt de toute une communauté de physiciens occupés par ailleurs à explorer les limites du modèle standard de la physique des particules et à lever toutes sortes de voiles sur ce que pourrait être la physique « au-delà ». L'association avec les cosmologistes est aussi naturelle, puisque l'univers primordial est l'arène par excellence où la matière et tous les champs ont pu explorer leurs états de plus haute énergie et de plus haute densité, mais aussi parce que c'est la cosmologie qui peut le mieux déterminer les conditions de production et le devenir cosmique des particules supermassives métastables ou des défauts topologiques qui seraient susceptibles de voir le jour dans les phases les plus reculées de l'évolution de l'univers. C'est donc tout naturellement qu'ont émergé les fameux scénarios top-down dont nous avons déjà parlé, et qui avaient la vertu remarquable d'offrir la possibilité d'une résolution simultanée – et pour ainsi dire sans effort – des trois problèmes soulevés par ces rayons cosmiques ultra-énergétiques. Le problème de l'existence, d'abord, puisque nulle accélération n'est plus nécessaire, et que les particules supermassives invoquées peuvent créer les rayons cosmiques directement aux énergies auxquelles on les observe. Le problème de l'isotropie, ensuite, puisque l'accumulation naturelle des particules supermassives dans le halo galactique dispense les champs magnétiques de toute *isotropisation*, en distribuant les sources principales elles-mêmes de façon approximativement isotrope autour de la Terre. Notons au passage que le problème de l'invisibilité des sources est aussi résolu de manière radicale, puisque celles-ci se trouvent identifiées à (au moins une partie de) ce qu'on a justement appelé « matière noire »... Et enfin le problème de la coupure GZK, puisque, les sources étant alors tout proches, l'interaction des rayons cosmiques ultra-énergétiques avec le CMB devient totalement négligeable.

Hélas ! les choses se sont avérées un peu plus compliquées, en partie pour des raisons physiques, car permettre la survie, depuis les âges premiers de l'univers, de particules supermassives de durée de vie naturelle de l'ordre de  $\hbar/Mc^2 \sim 10^{-37} \text{ s} \times (M/10^{21} \text{ eV})$ , afin qu'elles se désintègrent *maintenant*, n'est assurément pas une chose aisée si on veut éviter les ajustements fins qui font toujours perdre beaucoup d'attrait aux solutions qui y recourent ; en partie encore pour des raisons cosmologiques, puisque les défauts topologiques, par exemple, qui pourraient résoudre le problème du temps de vie, ont

tendance par définition à se situer à des échelles de distance cosmologiques, et devraient donc être peu nombreux dans notre univers observable ; et en partie enfin pour des raisons astrophysiques, du fait notamment des contraintes imposées par l'astronomie gamma, dont nous avons déjà parlé.

Les modèles top-down, en dépit de leur intérêt de principe indéniable, sont donc loin d'offrir la réponse évidente à l'énigme des rayons cosmiques ultra-énergétiques qu'on a cru pouvoir espérer. Mais ce que nous voudrions dire avec force ici, c'est que le problème de la coupure GZK n'est *pas* le seul problème posé par ces rayons cosmiques, et que la focalisation sur ce point spécifique est probablement préjudiciable à la discipline, même s'il a contribué à éveiller la curiosité d'un nombre plus grand de physiciens. Nous avons pris soin, ci-dessus, de commenter les *trois* caractéristiques majeures qui font de l'étude des rayons cosmiques dans le domaine GZK l'une des priorités de la communauté des cosmiciens. Nous avons indiqué à cette occasion que le problème de l'isotropie nous paraissait particulièrement important, et susceptible de livrer des informations capitales pour la compréhension globale du phénomène « rayons cosmiques ». Mais il est un fait que la question qui vient immédiatement sur toutes les lèvres lorsqu'on se présente à une conférence en tant que membre de la Collaboration Auger, c'est celle-ci : « Alors, coupure ou pas coupure ? ». À vrai dire, nous n'en savons rien. Nous attendons simplement les données – pour quelques mois encore ou quelques années... Mais quelque importante que puisse être cette question – et nous en attendons bien sûr la réponse avec la même impatience que chacun ! – nous voudrions attirer l'attention sur le fait que les deux alternatives offriraient des perspectives extrêmement riches pour la physique et/ou l'astrophysique.

Il est inutile de revenir trop longuement sur les implications d'une confirmation de la violation de la coupure GZK. Elle pourrait déboucher sur l'identification de particules ou de structures topologiques nouvelles, en lien avec la cosmologie, ou sur la caractérisation d'une violation de la relativité restreinte, puisque pour repousser la coupure GZK à plus haute énergie, il suffirait que, lors du changement de référentiel relativiste par lequel l'énergie d'un photon du CMB peut dépasser le seuil de production d'un pion dans le référentiel du proton considéré, cette énergie soit multipliée par un facteur en réalité plus faible que le facteur de Lorentz du proton. Toutes ces conséquences fascinantes sur la physique fondamentale sont bien connues. Mais n'oublions pas qu'entre la détection éventuelle d'une violation de la coupure et les révolutions physiques qui pourraient en découler, il resterait encore à franchir un pas difficile. Car la distinction entre les différents modèles serait bien délicate, et l'origine physique de cette violation ne serait pas même garantie, puisque des modèles astrophysiques sans coupure existent bel et bien, et que la question de la vraisemblance restera toujours difficile à trancher. Comment comparer les probabilités *a priori* d'un modèle invoquant des noyaux d'uranium de très haute énergie et d'un autre affirmant que la relativité restreinte est violée précisément à l'énergie où les plus grands observatoires de rayons cosmiques terriens ont été jusqu'à présent capables de mesurer un flux, et où la température actuelle du CMB porte le seuil de la photoproduction de pions par des protons ?

Nul ne peut présager de l'avenir, et il serait bien imprudent d'émettre un quelconque pronostic sur la présence ou non de la coupure GZK dans le spectre des rayons cosmiques, mais... Eh bien, soit ! Qu'à cela ne tienne : soyons imprudents ! Je prends ici le risque de dire – et même d'écrire ! – quel est mon sentiment intime sur ce que révéleront les observations en cours et à venir. D'abord parce que cela servira le propos que je veux développer ci-dessous. Et ensuite parce qu'il n'y a là en réalité aucun risque : non pas que je sois sûr de mon affaire – loin s'en faut, et ce serait faire preuve, pour le coup, non pas d'imprudence, mais d'incompétence ! –, mais parce que si l'avenir me donne tort, eh

bien, je me serai trompé, voilà tout !

Mon sentiment, donc, c'est qu'on observera bel et bien une coupure GZK, mais que la question du rayonnement cosmique ultra-énergétique n'en sera nullement moins passionnante. Tout d'abord, il s'agira là de la confirmation expérimentale éclatante d'une prédiction établie il y a près de 40 ans!<sup>10</sup> Ensuite, parce qu'il reste toujours la question des sources, extrêmement motivante... Ce défi lancé à l'astrophysique des hautes énergies demeurera très stimulant et conduira à mieux comprendre le fonctionnement interne et les caractéristiques générales des sources énergétiques de l'univers. Et puis, nous y avons insisté, le problème de l'isotropie appellera des développements très riches sur les liens réciproques entre rayons cosmiques et champs magnétiques (nous y reviendrons au chapitre 4). Mais surtout, ayant établi (si c'est bien le cas) l'existence d'une diminution drastique du flux vers  $10^{20}$  eV, nous n'en serons pas quittes de la question de la coupure GZK. En effet, comme nous avons attaché un grand soin à le mettre en lumière en diverses occasions, c'est à tort qu'on parle généralement de *la* coupure GZK. Nous reviendrons sur ce point par la suite : parmi toutes *les* coupures GZK que prédisent les différents scénarios astrophysiques, suivant la distribution des sources, l'intensité et la structure des champs magnétiques, le spectre et la composition initiale des rayons cosmiques, et d'autres paramètres encore, tout l'enjeu pour les années à venir, après avoir déterminé *s'il y a* une coupure GZK, sera d'identifier *laquelle* ! Et cette étude fine, porteuse d'informations astrophysiques inestimables pour la compréhension du phénomène et pour l'identification des sources, nécessitera des moyens observationnels sans doute plus développés encore que l'Observatoire Pierre Auger.

Au delà de la forme et de la position précise de la coupure GZK, il y a également la question de la « reprise de flux » (*recovery*, en anglais), que l'on attend à plus haute énergie. Car si le CMB réduit l'horizon des particules ultra-relativistes à quelques dizaines de Mpc, il n'empêche pas de voir les sources qui pourraient se trouver dans ce rayon. La nature stochastique et hautement inélastique ( $\Delta E/E \sim 20\%$ ) des interactions entre rayons cosmiques et photons du CMB est ici déterminante. Elle permet à certaines particules, même si l'échelle de distance moyenne de leur horizon est de 20 Mpc, par exemple, de nous parvenir depuis des distances disons quatre ou cinq fois supérieures. On en détectera certes une fraction faible, mais pas nulle, et cette partie du spectre « au-delà de la coupure » contiendra précisément des informations capitales sur les sources les plus proches et leurs propriétés. En particulier, on peut s'interroger sur la limite en énergie des rayons cosmiques *à leur source*. Est-elle par coïncidence voisine de l'énergie où le mécanisme GZK prédit justement cette coupure ? Absolument rien ne l'exige, si ce n'est la difficulté déjà rencontrée pour accélérer des particules jusqu'à  $10^{20}$  eV. Mais peut-être les sources que nous finirons bien par identifier seront-elles capables, puisqu'elles ne présenteront donc pas les limitations qu'on leur suppose, de produire des rayons cosmiques d'énergie encore dix fois supérieure ?

On l'aura compris, l'astrophysique des rayons cosmiques ultra-énergétiques reste amplement ouverte, même en présence d'une coupure GZK, et probablement même *surtout* en sa présence. Sans compter que la meilleure compréhension de leur nature et de leur origine qui découlerait de la mesure et de l'étude de cette coupure ouvrirait la voie à l'utilisation des rayons cosmiques comme de véritables outils scientifiques, intégrés aux moyens d'exploration traditionnels de l'univers de haute énergie, notamment comme messagers nouveaux d'une astronomie proton naissante, ou comme sondes à champ magnétique de très grande échelle (cf. chapitre 4).

Enfin, l'intérêt même strictement physique des rayons cosmiques ultra-énergétiques

---

<sup>10</sup> Je n'étais même pas né ! ;-)

ne prendra pas fin avec la détection de la coupure GZK. Les modèles d'inspiration cosmologiques resteront admissibles, dès l'instant qu'ils ne nécessiteront pas une contribution dominante de sources accumulées dans le halo de notre galaxie. Cela pourrait même être une bonne nouvelle pour certains d'entre eux. Il y a d'ailleurs quelque intérêt à ouvrir l'espace de génération possible de ces rayons cosmiques : en rejetant les sources dans le lointain de l'univers, on peut invoquer des phénomènes plus spectaculaires ou plus fondamentaux, sans avoir à considérer nécessairement l'absence de contreparties astrophysiques comme une difficulté sérieuse. Le problème principal pour ces modèles était la prédiction d'une coupure GZK particulièrement accentuée – sauf en cas de violation de la relativité ou de recours à des neutrinos comme intermédiaires de propagation (modèles *Z-burst*, etc.). La détection de ladite coupure, surtout si elle est très brutale, changerait donc bien évidemment la donne.

Enfin, coupure ou pas, sources astrophysiques ou non, il est un domaine où l'étude des rayons cosmiques ultra-énergétiques profitera à coup sûr à la physique des particules : c'est celui des modèles hadroniques à très haute énergie. Nous avons déjà mentionné leur usage systématique pour la modélisation du développement des gerbes atmosphériques et donc pour l'analyse de toutes les données concernant les rayons cosmiques au-delà de  $\sim 10^{15}$  eV. Nous avons fait état, à cette occasion, des incohérences relevées par l'expérience KASCADE dans son étude des gerbes dans la région du genou. Plus généralement, il y a beaucoup à attendre de la comparaison des données de fluorescence et des données des détecteurs au sol de l'Observatoire Pierre Auger. Par la mesure précise des propriétés des mêmes gerbes sous différents aspects, et par la comparaison des gerbes observées sous des angles zénithaux multiples, cette observatoire permettra d'établir une distinction précieuse entre la composante électromagnétique des gerbes, surtout visible au sein des gerbes verticales, et leur composante hadronique, seule persistante au sein des gerbes horizontales. Les premières données recueillies donnent déjà quelques pistes sur la manière dont il faudrait modifier les modèles hadroniques pour mieux rendre compte des observations, et il n'est pas anecdotique qu'une certaine cohérence puisse se dégager avec les données de KASCADE. Avec les informations bientôt disponibles aux énergies intermédiaires étudiées par KASCADE Grande, c'est la possibilité d'une étude cohérente des caractéristiques intrinsèques des gerbes (indépendamment du flux de rayons cosmiques) sur plusieurs ordres de grandeur en énergie qui se laisse entrevoir. Nous ne pouvons malheureusement pas développer ici ces aspects très préliminaires, qui par un saisissant retour de l'histoire rendraient aux rayons cosmiques leur statut si particulier de faisceaux énergétiques envoyés par la Nature pour nous enseigner la physique, mais nous sommes convaincus qu'ils conduiront dans les prochaines années à des résultats significatifs pour la physique des hautes énergies – surtout si les données déduites de l'étude des gerbes trouvent quelque complémentarité dans celles recueillies parallèlement auprès du LHC. Cette perspective, éminemment intéressante pour le domaine des astroparticules, est l'une de celles qui devront bénéficier de la plus grande attention dans les années à venir.

Mais pour revenir à l'astrophysique et clore ce libre commentaire sur la situation expérimentale et stratégique relative aux rayons cosmiques ultra-énergétiques, nous voudrions encore souligner que, dans l'état actuel des choses, c'est le problème de l'isotropie, et non celui de la coupure GZK, qui nous paraît le plus riche. Quelle que soit la façon dont il sera résolu, il y a fort à parier que l'isotropie se révélera finalement imparfaite. Des structures angulaires se cachent probablement sous la distribution de nos rayons cosmiques, attendant simplement des données plus nombreuses pour se manifester. Car on conçoit mal des champs magnétiques suffisamment forts ou des sources réparties de manière suffisamment isotrope dans le ciel pour qu'il n'y ait vraiment rien à tirer des

recherches d'anisotropies autour de  $10^{20}$  eV. Tout porte à croire, au contraire, que l'astronomie proton dont nous avons souligné plus haut l'importance soit à portée de nos instruments. Dans le cas de sources (exotiques ou non) situées dans le halo de notre galaxie, la position asymétrique du système solaire finira par se manifester dans les données de l'Observatoire Pierre Auger (OPA) après quelques années seulement d'exercice. Pour des sources astrophysiques ponctuelles, même situées à des dizaines de Mpc, des accumulations d'événements détectés en coïncidence angulaire approchée devraient également apparaître prochainement. Les « multiplets » d'événements revendiqués par AGASA en offrent d'ailleurs peut-être les premiers exemples, qui laisseraient alors escompter, avec la puissance de l'OPA, la détection de plusieurs dizaines d'événements associés à la même source, identifiable enfin par pointage ! On pourrait alors commencer à tracer des spectres d'énergie individuels, et déduire des informations très précieuses sur les sources, mais aussi sur le milieu intergalactique, à commencer par les champs magnétiques qui s'y développent. Nous donnerons au chapitre ?? un aperçu des travaux que nous poursuivons dans ce domaine.

Mais avant même la détection de sources individuelles, ou bien à plus basse énergie, là où les champs magnétiques ont une plus grande facilité à isotropiser les rayons cosmiques, ce sont des anisotropies de plus grande échelle angulaire que nous devrions commencer à détecter, et notamment une composante dipolaire ou quadripolaire. L'identification et la mesure précise de l'amplitude de telles anisotropies serait précieuse pour la compréhension de l'origine du rayonnement cosmique et des conditions de sa propagation dans l'univers local. En particulier, ainsi que nous l'avons fait valoir en diverses occasions, l'étude des anisotropies et de leur évolution avec l'énergie des rayons cosmiques est un outil de premier choix pour caractériser en détail la transition entre composante galactique et composante extragalactique. Nous présenterons au chapitre 16 la méthode générale que nous avons développé pour identifier un dipôle et/ou un quadripôle dans une distribution angulaire d'événements quelconques, et nous indiquerons également comment elle peut conduire à donner une mesure quantitative du gain de puissance, quant à la détection de ces anisotropies, qui serait apporté à l'Observatoire Pierre Auger par la construction de son site Nord.<sup>11</sup>

Et puisque nous venons de mentionner ce site Nord, nous terminerons en indiquant que notre intérêt pour sa construction est essentiellement lié à notre conviction que la physique et l'astrophysique du rayonnement cosmique ultra-énergétique est d'une richesse qui dépasse largement la question de savoir si, oui ou non, la coupure GZK est réalisée dans la Nature. Nous espérons en avoir donné ci-dessus quelques justifications convaincantes. En tout état de cause, quelle que soit la nature des sources, physique ou astrophysique, la forme du spectre dans ce domaine d'énergie devrait être assez différente dans l'hémisphère sud et dans l'hémisphère nord. Car, coupure GZK ou non, la distribution de la matière dans l'univers local – la noire comme la lumineuse – est hautement non isotrope, et les sources qui lui sont associées d'une manière ou d'une autre ne sauraient contribuer de manière identique aux flux de rayons cosmiques mesurés en Argentine et dans le Colorado. De même, si l'espoir de voir enfin s'ouvrir l'astronomie proton se concrétise bel et bien, grâce à la puissance novatrice des 3 000 km<sup>2</sup> de l'Observatoire Pierre Auger, il serait tout simplement inconcevable de se priver de la moitié des sources potentiellement isolables, ce qui dans le cas d'une statistique des très petits nombres peut signifier n'en détecter aucune au lieu de deux ou trois...

---

<sup>11</sup>Si son financement est accepté par la communauté internationale, il verra le jour dans le Colorado avant la fin de la décennie...

## 1.4 Et pourtant, il est plat !

Nous venons d'achever un tour d'horizon des différents domaines d'énergie où des structures intéressantes sont susceptibles de se manifester dans le spectre des rayons cosmiques. Nous espérons avoir convaincu le lecteur que, même si nous lui avons consacré des commentaires un peu plus détaillés, le domaine GZK n'est pas le seul à mériter une attention soutenue, ni même à associer des considérations de physique des particules à des problématiques spécifiquement astrophysiques. Qu'on se reporte à nouveau à la figure 1.4. Le spectre, si extraordinairement cohérent sur une gamme d'énergie et de flux sans équivalent en physique, présente un certain nombre de points focaux où se jouent des questions diverses dont la portée n'est pas toujours facile à discerner, surtout si on néglige de prendre le recul nécessaire à une perception globale. Notre propos était ainsi de faire valoir la richesse de la science du rayonnement cosmique en tant que telle, mais aussi l'interdépendance des problématiques qu'elle soulève. Nous aurons l'occasion d'indiquer concrètement, à l'occasion de la présentation de certains travaux ci-dessous, comment cette interdépendance peut être mise à profit dans une approche globale et multidimensionnelle. Pour le moment, nous poserons simplement cette question, en considérant encore la figure 1.4 : compte tenu de ce que nous avons dit sur les effets de propagation, les changements de régime de diffusion, la contribution de sources individuelles, le passage d'une composante à une autre, et tout ce qui est susceptible de modifier l'aspect du spectre des rayons cosmiques, où sont donc passées les structures ?

Ce que nous voulons retenir ici, c'est qu'en dépit de décennies de recherche et d'études approfondies – théoriques, expérimentales, phénoménologiques – on sait finalement si peu de choses sur les rayons cosmiques qu'il serait tout à fait possible que leur source se trouve dans un mécanisme auquel nous n'avons pas encore pensé, ou que nous avons sous-estimé, et qui produirait un spectre plus universel encore qu'on ne l'imagine. C'est ce que nous montrerons au chapitre 9, sans soutenir que ce soit là nécessairement le fond de la réalité, ni même son orée, mais pour montrer jusqu'où pourrait aller une remise en question radicale de nos idées sur le rayonnement cosmique, et à quel point les assises observationnelles et théoriques de ces idées sont finalement fragiles, puisqu'un modèle de ce type ne viendrait en rien contredire l'ensemble nos savoirs présents, et serait même par certains égards, dans la perspective aiguisée du fameux rasoir d'Ockham, plus économe qu'un recours incertain à des sources multiples. Le simple fait qu'un tel modèle soit possible est à nos yeux assez vertigineux pour inviter à une remise à plat des données disponibles sur le rayonnement cosmique, et à une reconsidération globale et apaisée des différents modèles, mettant si possible à profit les contraintes complémentaires qu'on aura pu tirer de l'étude des différentes parties du spectre – et nous avons vu qu'elles étaient nombreuses ! – ainsi que des contreparties astronomiques directes ou indirectes que cette étude interrogera.

Voilà en quelque sorte un programme ouvert pour les années à venir, suffisamment vaste pour laisser librement interférer des problématiques encore insoupçonnées qui pourraient se manifester à la faveur d'une découverte astronomique ou de physique des particules, et suffisamment stimulant pour justifier le ralliement de chercheurs d'horizons et de spécialisations divers – physiciens des particules, astrophysiciens, cosmologistes ; théoriciens, phénoménologues, expérimentateurs – désireux de participer à une réflexion générale sur l'un des phénomènes universels les plus énigmatiques et les plus riches : le rayonnement cosmique.

Ce programme, nous l'espérons ardemment, se verra bientôt enrichi par les nombreuses données nouvelles issues de l'Observatoire Pierre Auger, mais aussi du LHC, d'AMS, de KASCADE Grande, des détecteurs de neutrinos, peut-être aussi d'ondes gra-



vitationnelles, et de toute cette astrophysique des hautes énergies qui se développe, au sol comme dans l'espace, et se dispose informellement mais avec détermination autour de ce qu'on appelle encore, sans bien savoir quelles limites lui donner, la science hybride des astroparticules.

## Chapitre 2

# Sur le spectre d'énergie du rayonnement cosmique

Nous avons déjà parcouru les différents domaines d'énergie du spectre des rayons cosmiques et commenté sa structure générale. Nous abordons ici le problème de l'accélération des particules et de la propagation dans l'espace des énergies, qui en déterminent ou en modèlent l'apparence.

### 2.1 Accélération des particules dans l'univers

Il n'est pas question de proposer ici une présentation générale des modèles d'accélération. Ayant rédigé un cours détaillé sur les mécanismes d'accélération de Fermi, à l'occasion de l'École que nous avons organisée sur la *physique et l'astrophysique du rayonnement cosmique*,<sup>1</sup> nous renvoyons le lecteur à l'ouvrage qui lui a fait suite, édité par la Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique et disponible auprès d'elle, ainsi que sur le site <http://ipnweb.in2p3.fr/auger/GDR/PARC/index.html>. Les contributions personnelles que nous avons apporté dans ce domaine seront évoquées aux chapitres 6, 7 et 8. Nous donnerons néanmoins ci-dessous un aperçu des enjeux de l'accélération des particules, et ferons quelques commentaires permettant de configurer la problématique des rayons cosmiques sous un angle plus personnel.

#### 2.1.1 Accélération et processus électromagnétiques

Rappelons tout d'abord qu'électrons ou noyaux énergétiques se rencontrent partout dans l'univers, sous la forme du rayonnement cosmique qui baigne l'ensemble de la galaxie, et à plus haute énergie le milieu extragalactique, mais aussi localement au sein de sources très diverses qui intéressent au premier chef l'astronomie gamma, X ou radio. Or les particules énergétiques subissent des pertes d'énergie en interagissant avec leur environnement (cf. paragraphe 2.2), de sorte que leur présence ubiquitaire ne peut se comprendre que par l'invocation de mécanismes d'accélération localisés. En outre, la plupart des sources témoignent de spectres d'énergie en loi de puissance, qui plus est

---

<sup>1</sup>Cette École fut organisée en juin 2003, avec le concours de la Formation Permanente du CNRS et de la SF2A, dans le cadre des Écoles thématiques d'astrophysiques de Goutelas (<http://www2.iap.fr/sf2a/goutelas.html>), qui se déroulent chaque année depuis 1977, à l'initiative d'Évry Schatzman.

d'indices logarithmiques voisins, typiquement entre  $E^{-1.8}$  et  $E^{-2.4}$ , également similaires à celui du rayonnement cosmique à sa source. Ceci laisse entrevoir l'intervention de mécanismes apparentés ou similaires, suffisamment simples pour être déclinés dans les environnements les plus divers.

À l'évidence, pour accélérer des particules il faut leur communiquer de l'énergie, et donc la prendre quelque part ! Dans la galaxie, on rencontre de l'énergie notamment sous forme cinétique : de translation, comme dans les ondes de choc, la turbulence ou les nuages interstellaires en mouvement, ou de rotation, comme dans les pulsars. Il y a aussi de l'énergie gravitationnelle, libérée *via* le phénomène d'accrétion au voisinage des trous noirs ou des étoiles à neutrons. Il y a encore de l'énergie électromagnétique, générée par turbulence en milieu ionisé, par compression lors de l'effondrement des astres ou des nuages, ou par la rotation des puissants aimants que sont les étoiles à neutrons. Mais quelle que puisse être la source de l'énergie communiquée aux particules, c'est *in fine* avec les champs électromagnétiques que les interactions se produisent et qu'ont lieu les échanges d'énergie. La matière est si raréfiée dans le milieu interstellaire qu'il est impossible de communiquer de l'énergie à une particule par simple *choc*, comme on accélérerait une balle de tennis avec une raquette, ou un objet léger avec un courant d'air. Quand il est question d'ondes de choc dans le milieu interstellaire, c'est toujours à des « chocs non collisionnels » qu'on se réfère, c'est-à-dire des discontinuités de vitesse apparaissant lors de mouvements d'ensemble supersoniques (en réalité superalfvéniques), mais dans lesquels la dissipation d'énergie cinétique et la création d'entropie ne découlent pas d'interactions rapprochées entre atomes, de « collisions » deux-à-deux, mais de l'influence collective que les particules chargées exercent les unes sur les autres, par l'intermédiaire des champs électromagnétiques associés aux plasmas en mouvement relatif.<sup>2</sup>

Une particule pourrait certes gagner de l'énergie en tombant dans un puits de potentiel gravitationnel profond, mais pour participer au rayonnement cosmique ambiant, libre dans le milieu interstellaire, il lui faudrait sortir du puits et ce faisant abandonner toute l'énergie gagnée. La seule force pouvant agir efficacement pour accélérer une particule est la force de Lorentz,  $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , d'où il découle que l'accélération ne concerne que les particules chargées.<sup>3</sup> Mais dans le milieu interstellaire, le champ électrique moyen est toujours nul,  $\langle E \rangle = 0$ , car le gaz ionisé que l'on rencontre dans les milieux chauds est presque parfaitement conducteur et globalement neutre. Des champs électriques durables ne se rencontrent donc qu'auprès de véritables machines électrostatiques, ou machines à induction, notamment au voisinage des étoiles à neutrons ou des trous noirs accrétants. Pour le reste, il faut s'en remettre à des champs électriques transitoires, comme peuvent en produire par exemple les reconnexion magnétiques accompagnant les éruptions solaires. Les ondes magnétohydrodynamiques rencontrées dans les plasmas interstellaires consistent également, par définition, en des variations locales et oscillantes des champs, pouvant exercer des forces transitoires, et ce sont-elles qui jouent le rôle principal de nombreux processus d'accélération, notamment ceux qui dérivent de l'idée originale émise par Enrico Fermi en 1949.

Sans chercher à décrire en détail les « processus de Fermi », indiquons simplement qu'ils impliquent un transfert de l'énergie cinétique de structures macroscopique (nuages magnétisés dans l'esprit de Fermi, ondes de chocs ou turbulence magnétique dans des ver-

<sup>2</sup>L'épaisseur effective des chocs – avant modification éventuelle par les particules qui y sont accélérées – est ainsi de l'ordre de quelques rayons de Larmor des protons thermiques, qui représentent l'essentiel des particules

<sup>3</sup>Les particules énergétiques neutres, comme les neutrons, les photons ou les neutrinos, sont donc nécessairement des particules secondaires, produites par l'interaction des protons ou des noyaux énergétiques avec le milieu ambiant.

sions plus réalistes) à des particules individuelles. Dans ce qu'on peut alors voir comme un processus de thermalisation entre objets macroscopiques et objets microscopiques, il est évident que les objets les moins massifs – en l'occurrence les noyaux du gaz interstellaire – sont susceptibles d'atteindre des énergies individuelles extrêmement élevées. L'intérêt particulier des modèles de Fermi réside dans l'établissement spontané d'un spectre en loi de puissance, par la compétition entre le processus de thermalisation mentionné et l'échappement des particules hors de la zone d'accélération. Si l'un et l'autre se trouvent être gouvernés par des échelles de temps proportionnelles à l'énergie des particules, ou plus généralement encore, si le rapport de ces échelles ne dépend pas de l'énergie, il est aisé de montrer que l'on obtient alors un spectre en loi de puissance, d'indice logarithmique égal au rapport des échelles de temps d'accélération et d'échappement, plus 1. Pour comprendre l'universalité apparente des spectres, il faut donc encore expliquer comment peut s'établir un lien entre ces deux échelles, et c'est justement ce que fait de manière extrêmement naturelle le mécanisme d'accélération par onde de choc, si souvent invoqué en astrophysique non thermique, en particulier comme source du rayonnement cosmique. Dans ce mécanisme, les temps d'accélération et d'échappement sont égaux, et le spectre produit est donc naturellement une loi de puissance de pente  $1 + 1 = 2$ .

### 2.1.2 Énergie maximale

Nous l'avions déjà évoqué au chapitre 1, l'échappement des particules détermine non seulement la forme du spectre, mais encore l'énergie maximale qu'il est possible d'atteindre en un site donné. Pour permettre à une particule d'acquiescer toujours plus d'énergie dans un processus progressif, il est indispensable de la confiner dans les limites de l'accélération. Or la rigidité des particules augmente avec leur énergie, et il devient de plus en plus difficile aux champs magnétiques, à mesure que cette rigidité s'accroît, d'incurver les trajectoires et d'éviter la diffusion ou même l'échappement direct hors d'un volume délimité. Une limite supérieure à l'énergie maximale atteinte en un site d'accélération quelconque peut ainsi être obtenue en exigeant – c'est bien le moins – que le rayon de Larmor des particules,  $r_L = E/qBc$  (en régime relativiste), soit inférieur aux dimensions du site,  $R$ . On obtient  $E_{\max} = qBcR \simeq (9.3 \cdot 10^{20} \text{ eV}) \times ZB_{\mu\text{G}}R_{\text{Mpc}}$ , qui peut encore se lire de manière éloquente en remarquant que  $qBc$  est la force de Lorentz subie par la particule de charge  $q = Ze$  et de vitesse  $c$ , et que  $E_{\max}$  est en quelque sorte le travail effectué par cette force d'un bout à l'autre de la source – étant bien entendu que la force de Lorentz, évidemment, ne travaille pas directement, et que c'est justement la vertu du mécanisme d'accélération que de permettre son exploitation indirecte à travers des champs électriques induits. Une autre façon d'exprimer cette idée serait de définir le champ électrique  $\mathcal{E} = Bc$  comme le champ effectif maximal associé à  $B$ , et de noter que  $E_{\max}$  représente alors le travail de ce champ sur toute la longueur de l'accélérateur.

Cette remarque nous permet d'ailleurs de noter que dans le cas de l'accélération par une onde de choc, l'énergie maximale qu'on puisse concevoir donner à une particule s'écrit en fait non pas  $qBcL$ , mais  $E_{\max} = qBV_cR$ , où  $V_c$  est la vitesse du choc, qui remplace dans l'expression précédente la vitesse de la lumière. On voit alors comment c'est dans ce cas le champ électrique induit  $\mathcal{E} = B \times V_c$  qui, d'une manière ou d'une autre, est mis à profit par le mécanisme en question pour accélérer les particules.

Dans le cas d'accélérateurs présentant des mouvements relativistes de facteur de Lorentz typique  $\Gamma$ , la valeur limite mentionnée concerne l'énergie dans le référentiel de l'objet, et on peut donc attendre en principe un facteur  $\Gamma$  supplémentaire pour l'énergie dans le référentiel galactique. Ceci peut encore se comprendre en introduisant un champ électrique induit  $\mathcal{E} = \Gamma V B \simeq \Gamma Bc$ , tel qu'il découle en effet d'une transforma-

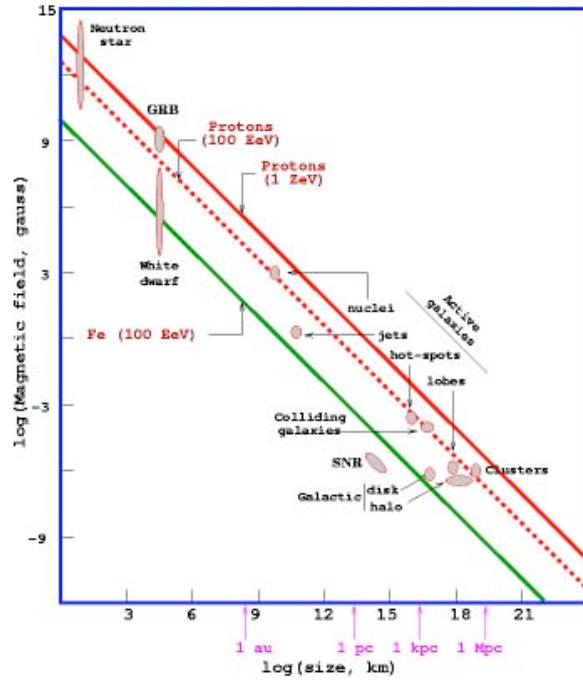


FIG. 2.1 – « Diagramme de Hillas » appliqué à des protons de  $10^{20}$  eV et  $10^{21}$  eV, et à des noyaux de fer de  $10^{20}$  eV. Attention, la vitesse caractéristique des accélérateurs potentiels et les pertes d'énergie n'ont pas été prise en compte.

tion de Lorentz relativiste. Notons enfin que la même limite s'applique également aux accélérateurs «à un coup», impliquant un champ électrique stable produit dans ce que nous avons appelé plus haut une machine à induction. Il n'est plus nécessaire dans ce cas de confiner les particules, puisqu'elles acquièrent leur énergie en dévalant simplement la pente électrique mise à leur disposition sous la forme d'une différence de potentielle entre, par exemple, la surface d'une étoile à neutron et le milieu extérieur. Mais la force électromotrice maximale que l'on peut tirer de la rotation d'un tel aimant, de vitesse angulaire  $\Omega = V/R$ , où  $V$  est la vitesse de rotation à l'équateur et  $R$  est le rayon de l'étoile, s'écrit  $U \simeq \Omega BR^2 = BVR$ , qui conduit à une énergie maximale à nouveau exprimée par  $E_{\max} = qBVR$ . C'est donc toujours la même expression qu'on obtient, en adaptant simplement les valeurs de  $B$ ,  $V$  et  $R$  aux champ magnétique, vitesse et dimension caractéristiques de l'accélérateur considéré.

Il découle de ces considérations que pour atteindre les énergies les plus élevées, il faut se tourner vers les sources les plus vastes et/ou dans lesquelles on rencontre les différences de vitesse les plus grandes et/ou les champs magnétiques les plus élevés. Appliquant ce simple critère au cas des rayons cosmiques ultra-énergétiques, Michael Hillas a produit une figure devenue très classique, sur laquelle sont portées, dans un diagramme  $(R, B)$ , les performances des différents types de sources énergétiques de l'univers, comparées à celles requises pour accélérer des protons ou des noyaux de fer jusqu'à  $10^{20}$  eV. Nous reproduisons un diagramme de ce type sur la figure 2.1, en attirant toutefois l'attention sur le fait que la vitesse caractéristique des accélérateurs potentiels n'a pas été prise en compte. Les performances des étoiles à neutrons ou des amas de galaxies, notamment, ont

donc été surestimées, et inversement les sursauts gamma, avec leurs plasmas relativistes, pourraient conduire à des énergies encore supérieures.

Il faut encore noter qu'à haute énergie, l'accélération proprement dite n'est plus uniquement en compétition avec l'échappement des particules hors du site, mais aussi avec les pertes d'énergies qu'elles peuvent y subir. Le cas des pertes par rayonnement synchrotron subies par les électrons dans les restes de supernova est bien connu, et nous verrons au chapitre 6 comment son étude approfondie peut fournir des informations très précieuses sur les détails du mécanisme d'accélération. Pour les protons, les pertes synchrotron ne se manifestent qu'à une énergie  $(m_p/m_e)^2$  fois supérieure, mais elles peuvent être importantes à très haute énergie, en présence de champs magnétiques forts. Un autre facteur limitant, qui pénalise gravement les noyaux actifs de galaxie, sont les pertes d'énergie par interaction Compton inverse sur le rayonnement environnant (CMB ou autre). Prenant ces pertes d'énergie en compte, certains auteurs estiment qu'il est tout simplement impossible de produire les rayons cosmiques ultra-énergétiques dans des accélérateurs compacts à fort champ magnétiques, tels que les sursauts gamma, les noyaux actifs de galaxie ou encore les étoiles à neutrons en rotation rapide (Medvedev, 2003). Voilà qui ne laisserait plus grand choix... Sans partager toutes ces conclusions, notamment en ce qui concerne les sursauts gamma, que nous tenons toujours pour des candidats sérieux, nous voulions indiquer ici le type de problèmes qui se posent lorsqu'on considère l'accélération des particules les plus énergétiques, et rappeler ainsi leur situation singulière.

### 2.1.3 Équipartition

Un autre aspect important de l'accélération des particules se rapporte à l'énergétique globale du processus. Il arrive de lire dans des articles pourtant spécialisés que les chocs produits par les supernovæ sont des accélérateurs si efficaces qu'ils peuvent transférer aux rayons cosmiques plus de la moitié de leur énergie cinétique initiale. Une telle affirmation s'appuie en général sur des simulations numériques décrivant l'accélération dans des chocs non radiatifs et stationnaires. Ces simulations sont souvent complexes, mais il n'est pas besoin d'en comprendre les détails pour savoir qu'elles sont fausses, puisque l'énergie des rayons cosmiques ne saurait excéder celle des champs magnétiques qui les confinent, eux-mêmes au mieux en équilibre avec le choc lui-même. Dans le cas idéal d'une équipartition, ce n'est guère plus d'un tiers de l'énergie cinétique initiale qu'on peut donc transférer aux rayons cosmiques, sans parler de l'énergie thermique générée au niveau du choc et sans laquelle on manquerait de pression pour en maintenir l'expansion. Cette remarque est destinée bien sûr à mettre en garde contre des affirmations hâtives, mais surtout à faire valoir l'interdépendance des différentes formes d'énergie présentes dans les sources ou dans le milieu interstellaire.

À cet égard, un fait remarquable mérite d'être mentionné : la densité d'énergie magnétique dans le milieu interstellaire est comparable à celle du rayonnement cosmique, ainsi d'ailleurs qu'à celle des photons de la lumière visible et du rayonnement de fond cosmologique :  $\varepsilon_B \sim \varepsilon_{CR} \sim \varepsilon_{CMB} \sim \varepsilon_{opt} \sim 1 \text{ eV/cm}^3$ . L'équipartition approximative entre le rayonnement cosmique et le champ magnétique n'est probablement pas une coïncidence, et témoigne d'une interaction énergétiquement significative entre ces deux composantes essentielles du milieu interstellaire. Cet argument renforce l'idée d'une intervention directe des champs magnétiques dans l'accélération des particules. Mais en réalité, le confinement des rayons cosmiques dans la galaxie étant assuré par les champs magnétiques, la densité d'énergie des premiers ne saurait être très supérieure à celle des seconds. Inversement, si elle était très inférieure, les champs magnétiques n'auraient au-

cune peine à maintenir plus longtemps les rayons cosmiques dans le milieu interstellaire, et ils pourraient alors s'accumuler jusqu'à atteindre une densité d'énergie significative. La quasi-identité  $\varepsilon_B \sim \varepsilon_{CR}$  semble donc plutôt liée à la propagation des rayons cosmiques qu'à leur accélération. Mais ceci n'empêche pas cela, et l'idée d'accélérer les particules en puisant dans le réservoir magnétique ambiant n'est effectivement pas nouvelle et demeure largement d'actualité. Elle sous-tend la plupart des mécanismes astrophysiques d'accélération, et notamment les mécanismes de Fermi.

Explorant plus loin la relation, on peut aussi s'interroger sur le rôle inverse des rayons cosmiques dans la génération du champ magnétique. C'est un point qui mérite attention, car il pourrait avoir des conséquences majeures pour l'astrophysique en général, compte tenu de l'importance du rôle des champs magnétiques à de nos nombreux niveaux. Si les ondes de choc sont à même d'accélérer efficacement les particules, ce n'est que dans la mesure où des champs magnétiques turbulents sont capables, en amont comme en aval du choc, d'isotropiser leur distribution angulaire, leur permettant ainsi de traverser de nombreuses fois le choc et ce faisant d'accroître graduellement leur énergie. Or il fut reconnu dès l'avènement de ce modèle que les rayons cosmiques devaient être capables eux-mêmes de produire les ondes magnétiques permettant leur diffusion efficace en amont du choc. Faute de quoi le mécanisme échouerait. L'instabilité de courant par laquelle un faisceau de particules chargées (par exemple une distribution anisotrope de rayons cosmiques) dans un plasma magnétisé produit et amplifie des ondes MHD, notamment des ondes d'Alfvén, est invoqué à juste titre comme un élément fondamental du modèle. Sa mise en œuvre effective dans les restes de supernova et l'exploration d'autres mécanismes assumant une fonction similaire forment un des domaines de recherches les plus actifs dans ce domaine, relancé notamment par la mise en évidence récente d'instabilités capables de produire des fluctuations du champ magnétique plusieurs ordres de grandeur au dessus du champ ordonné sous-jacent (Bell & Lucek, 2001 ; Bell, 2004). Les résultats que nous présenterons au chapitre 6 montrent que les données observationnelles relatives aux restes de supernova permettent de confirmer l'existence de ces champs fortement amplifiés, et renforcent donc le soupçon d'une participation active des rayons cosmiques.

Instruits de cette possibilité, et portant notre attention cette fois sur le milieu intergalactique, nous avons proposé que les rayons cosmiques de très haute énergie puissent également interagir positivement avec les champs extrêmement faibles qui s'y sont développés ou y subsistent depuis les premiers âges de l'univers, et parviennent à réaliser une équipartition approchée qui aurait d'ailleurs des conséquences importantes sur la phénoménologie du rayonnement cosmique au niveau de la cheville et/ou de la transition galactique/extragalactique. Cette étude, qui sera évoquée au chapitre 4, montre une fois encore l'importance d'une approche globale des phénomènes énergétiques dans l'univers. À la suite de ces travaux, d'autres auteurs se sont penchés sur la production de champ magnétique par ou en association avec les rayons cosmiques, et exploré l'hypothèse d'équipartition dans les galaxies, les amas de galaxies et le milieu intergalactique (Dar & de Rújula, 2005). Les résultats préliminaires sont encourageants, et nous comptons revenir sur le sujet prochainement en étudiant de manière plus détaillée les interactions champs/particules et en tirant parti des contraintes apportées par les différents types de sources où les mêmes phénomènes pourraient avoir lieu.

### 2.1.4 Énergétique

Revenant à la question de l'énergétique, il est très instructif de calculer la puissance des sources nécessaire au renouvellement permanent du rayonnement cosmique, sachant d'une part qu'il s'échappe hors de la galaxie par diffusion dans les champs magnétiques

et/ou advection dans les vents galactiques, et d'autre part qu'il perd de l'énergie par interactions coulombiennes avec le milieu interstellaire. Si une simple mesure du flux de particules arrivant sur Terre suffit à déterminer la densité d'énergie des rayons cosmiques (correction faite de la modulation solaire, cf. chapitre 1), c'est l'étude fine de leur composition qui permet d'estimer le temps moyen écoulé entre la phase d'accélération et la détection, par les rapports d'abondance des noyaux secondaires et primaires et la comparaison, parmi les secondaires, des noyaux stables et des noyaux radioactifs. Notant  $\varepsilon_{\text{CR}}$  la densité d'énergie et  $\tau_{\text{prop}}$  le temps typique de propagation, la puissance nécessaire au renouvellement des particules s'estime simplement comme  $\mathcal{P}_{\text{CR}} = \varepsilon_{\text{CR}} V_{\text{conf}} / \tau_{\text{prop}}$ , où  $V_{\text{conf}}$  représente le volume de confinement des rayons cosmiques autour du GeV, qui concentrent l'essentiel de l'énergie. La valeur la plus souvent citée est de l'ordre de  $1.5 \cdot 10^{41}$  erg/s (e.g. Fields et al., 2001).

Aussi simple soit-elle (ou peut-être en raison même de sa simplicité), une telle estimation a joué un rôle capital dans l'idée générale que la communauté s'est faite de l'origine du rayonnement cosmique. Car la valeur de  $1.5 \cdot 10^{41}$  erg/s est à rapprocher de celle de la puissance délivrée par les supernovæ dans notre galaxie. Avec une fréquence d'explosion typique de trois supernovæ par siècle ( $\nu_{\text{SN}} \simeq (3 \pm 2) \cdot 10^{-2} \text{ yr}^{-1}$ ; Dragicevich et al., 1999), et une énergie moyenne de  $10^{51}$  erg, on obtient  $\mathcal{P}_{\text{SN}} = E_{\text{SN}} \nu_{\text{SN}} \simeq 10^{42}$  erg/s, de sorte que le transfert d'environ 15% de l'énergie cinétique des supernovæ aux rayons cosmiques suffirait à rendre compte de leur flux galactique. Comme une telle efficacité d'accélération est en effet comparable à ce qu'on peut attendre du mécanisme d'accélération par onde de choc, il est naturel de considérer que l'étude de l'énergétique du rayonnement cosmique conforte ce que nous avons appelé au chapitre 1 « l'hypothèse SNR », selon laquelle l'essentiel des rayons cosmiques provient des restes de supernova dont on observe l'émission non-thermique des électrons en ondes radio ou en rayons X.

Mais précisément parce que l'estimation de la puissance nécessaire au renouvellement des rayons cosmiques est capitale, nous pensons qu'elle mérite un examen ou un réexamen approfondi, non limité au cadre habituel des scénarios de *leaky box* pour décrire la propagation des particules, et tenant compte des incertitudes attachées aux différentes hypothèses retenues pour l'obtenir. Afin d'illustrer la valeur que pourrait avoir une telle étude, nous nous livrons ici à un petit calcul préliminaire. Même si certaines estimations ont tendance à le négliger, la densité d'énergie des rayons cosmiques ne doit pas s'estimer à partir du flux effectivement mesuré – ce qui donnerait quelque chose de l'ordre de  $0.5 \text{ eV/cm}^3$  –, mais en tenant compte du phénomène de la modulation solaire. L'étude soigneuse associée à la figure 1.5 montre qu'une valeur plus réaliste serait de l'ordre de  $\varepsilon_{\text{CR}} \simeq 1.5 \text{ eV/cm}^3$ , et même  $1.8 \text{ eV/cm}^3$  en tenant compte des électrons. Mais cette densité d'énergie ne correspond encore qu'à celle des rayons cosmiques *après propagation*, c'est-à-dire qu'ils ont perdu une partie de leur énergie en raison des pertes coulombiennes (voir § 2.2.2). Or cette énergie, il faut bien que les sources la fournissent. C'est pourquoi une valeur effective à la source de  $2 \text{ eV/cm}^3$  nous semblerait même encore sous-estimée. En ce qui concerne le temps de propagation, la valeur de 30 millions d'année mentionnée au paragraphe 1.3.2 (Lukasiak et al., 1994) concerne les rayons cosmiques de 300 MeV/n. À 1 GeV, ce temps pourrait être plus faible, du fait de la plus grande rigidité des protons et de la plus grande facilité d'échappement qui en résulte. Avec des temps d'échappement en  $E^{-0.3}$ – $E^{0.6}$  typiquement invoquées, un temps de propagation  $\tau_{\text{prop}} \simeq 2 \cdot 10^7$  yr ne semble pas déraisonnablement sous-estimé. Il convient également d'indiquer que la valeur estimée pour  $\tau_{\text{prop}}$  dépend légèrement des modèles, mais surtout, en principe, de la position de la Terre dans la galaxie, notamment par sa distance aux sources principales, si elles ne sont pas réparties uniformément, et par la configuration d'éventuels vents galactiques ou bulles magnétisées dans son voisinage. Quant au volume



de confinement, il est très incertain, car on ignore l'étendue du halo. C'est d'ailleurs un volume de confinement effectif moyen qu'il faudrait estimer, tenant compte notamment des variations de densité de rayons cosmiques entre le disque et le halo. Même au sein du disque, rien ne permet d'affirmer que la densité d'énergie estimée au voisinage du système solaire soit celle que l'on retrouve partout dans la galaxie. Les données de l'astronomie gamma relatives à la production de pions neutres dans le milieu interstellaire par des interactions proton/proton suggèrent d'ailleurs le contraire, et même si les variations estimées ne semblent pas très marquées, il est un fait qu'elles ne sont généralement pas prises en compte. Les variations perpendiculairement au disque sont beaucoup plus difficiles à estimer, et dépendent plus nettement des modèles. Mais pour mener à bien notre calcul illustratif, nous prendrons pour hauteur du halo de confinement la valeur centrale de l'intervalle favorisé par les études de Strong & Moskalenko (2001), entre 3 et 7 kpc – soit  $H = 5$  kpc –, et pour son rayon, la valeur  $R = 15$  kpc ne paraît pas surestimée.

Combinant ces valeurs, nous obtenons un volume de confinement  $V_{\text{conf}} \simeq \pi R^2 H \simeq 2 \cdot 10^{68} \text{ cm}^3$ , impliquant une énergie totale des rayons cosmiques actuellement présents dans la galaxie de  $\sim 6.7 \cdot 10^{56}$  erg, et donc une puissance nécessaire de  $1.1 \cdot 10^{42}$  erg/s ! Voilà qui change considérablement la donne. Car c'est maintenant 100% de l'énergie des supernovæ qu'il faudrait impartir aux rayons cosmiques pour en assurer le renouvellement constant – une valeur cette fois incompatible avec l'hypothèse SNR rappelée plus haut !

Bien sûr, l'estimation ci-dessus n'est pas particulièrement mieux justifiée que celle qui conduit les auteurs à recommander une efficacité d'accélération de 10 à 30% pour les restes de supernova. Mais elle ne l'est pas moins non plus ! Ce que nous voulons mettre en lumière ici, c'est que les estimations de l'énergétique globale du rayonnement cosmique sont à ce jour extrêmement incertaines. L'ordre de grandeur est certainement correct, mais dans ce cas bien précis il nous faudrait aller plus loin, car la valeur estimée est très proche de la valeur critique des 100% (et même des 33%, compte tenu des considérations d'équipartition rappelées ci-dessus). C'est pourquoi nous nous sommes fixé la tâche, parmi nos priorités prochaines, de revoir complètement cette question qui nous semble cruciale pour la phénoménologie du rayonnement cosmique, car susceptible de nous guider vers les sources probables. Pour l'heure, nous invitons seulement à la prudence en soulignant toute la distance qu'il peut y avoir entre dire que les données sur le rayonnement cosmique semblent tout à fait *compatibles* avec l'hypothèse SNR (du moins à basse énergie), et dire qu'elles en *assurent* la prééminence, ou qu'elles en *attestent* la validité. Nous reviendrons sur ces questions dans la partie II.

En tout état de cause, si l'estimation ci-dessus devait être confirmée, c'est l'impossibilité de fait de l'hypothèse SNR qui en découlerait. Cela ne remettrait pas en cause leur pouvoir accélérateur, bien entendu, mais rendrait *de facto* leur contribution au rayonnement cosmique, sinon négligeable, du moins secondaire. Et l'absence de structures spectrales associées à leur énergie maximale ne serait plus que trivialité...

## 2.2 Propagation des particules énergétiques

Le spectre observé des rayons cosmiques n'est pas celui qu'ils acquièrent à leurs sources, à l'issue de l'accélération. Leur propagation dans le milieu interstellaire ou intergalactique s'accompagne de processus divers donnant lieu à des modifications de leur composition (cf. chapitres 3 et 7), à l'émission de rayonnements divers, y compris particuliers (cf. chapitres 10 et 11), et à des pertes d'énergie ou des redistributions spectrales

qui nous intéresseront plus particulièrement dans ce chapitre, consacré à la dimension énergétique du spectre des rayons cosmiques.

### 2.2.1 Réflexions générales sur le transport des particules

Comprendre le « phénomène rayons cosmiques », c'est d'abord identifier leur origine et déterminer le spectre d'énergie et la composition qu'ils ont à leur source, et qui ne sont pas ceux que nous observons. Cela implique d'être capable de décrire l'évolution de la fonction de distribution des particules énergétiques, dans le temps et/ou dans l'espace, globalement et/ou localement. Du point de vue factuel, caractériser les rayons cosmiques, c'est donc donner, pour chaque type de noyau  $i$ , sa *densité différentielle*,  $n_i(E, \mathbf{r}, t)$ , consignait le nombre de particules par unité de volume et d'énergie, à l'instant  $t$ , au point  $\mathbf{r}$  de l'espace et à l'énergie  $E$ . Si l'on ne s'intéresse pas à la distribution spatiale, mais seulement au *nombre différentiel* de particules énergétiques par unité d'énergie, il suffira d'intégrer sur le volume de propagation ou de confinement considéré, et de décrire l'évolution globale de la fonction obtenue :  $N_i(E, t) = \iiint n_i(E, \mathbf{r}, t) d^3\mathbf{r}$ .

Nous ne rappellerons pas ici le formalisme de la théorie cinétique, qui s'origine à l'équation de Liouville et s'attache justement à décrire l'évolution d'un système au moyen de fonctions de distributions. Nous introduirons simplement, en les discutant rapidement tour à tour, les termes fondamentaux que l'on trouve dans les équations de transport des rayons cosmiques, et qui nous permettront de présenter plus bas quelques contributions théoriques et numériques que nous avons apportées dans ce domaine.

Les points que nous voudrions mettre en relief, en conformité avec l'orientation générale que nous avons voulu donner à ce mémoire, concernent la grande unité de la problématique du rayonnement cosmique et la complémentarité de ses divers aspects. Comme nous le verrons, le cas des rayons cosmiques ultra-énergétiques n'est pas fondamentalement différent de celui des rayons cosmiques galactiques ou de celui des particules énergétiques localisées dans les sources de l'astronomie non-thermique. Le même type de processus conduit aux mêmes équations et au même traitement numérique. Des particules sont injectées dans un certain environnement, avec des caractéristiques données, elles s'y propagent, y interagissent, évoluent, et sont finalement observées, localement ou par l'émission de rayonnements divers au sein des sources ou tout au long de leur trajet. Cela nous a conduit à développer un ensemble de codes numériques modulables, dénommé PAPI, pour « particle acceleration, propagation and interaction », donc nous avons étendu les fonctionnalités au cours des années. L'idée est de pouvoir choisir, suivant le type d'application et le domaine d'énergie considéré, entre un traitement local, en termes des densités différentielles de particules définies en chaque point de l'espace, et un traitement global, en termes des nombres différentiels intégrés dans tout le volume.

Par définition, ce dernier cas se prête très mal à la description de l'émission non-thermique au sein de sources résolues spatialement. Et même lorsqu'on considère l'émission intégrée, c'est de manière non linéaire que les variations de densité, de champ magnétique ou de champ de rayonnement au sein de la source affectent les spectres rayonnés, de sorte qu'il est généralement impropre de raisonner à partir d'une distribution moyenne de particules. En revanche, pour le rayonnement cosmique diffus détecté sur Terre, on peut admettre, au moins dans un premier temps et à défaut d'une connaissance directe d'autres environnements, que les caractéristiques qu'on en observe sont représentatives de l'ensemble de la galaxie. L'hypothèse d'uniformité de la distribution des rayons cosmiques, d'ailleurs renforcée par le mélange effectif des contributions de sources multiples réparties à travers la galaxie, permet alors d'accéder à des caractéristiques moyennes qui sont très utiles à la réflexion sur les sources, le mode

d'accélération (et donc le spectre et la composition sources) et les conditions générales de propagation. Encore faut-il garder en mémoire, comme nous l'avons souligné au paragraphe 1.3.2, que l'analyse des détails fins doit expressément prendre en compte les particularités locales de l'environnement du système solaire, qui marquent les rayons cosmiques de leur empreinte singulière et contingente. Il est d'ailleurs intéressant de noter que c'est justement la partie du spectre sur laquelle nous avons les données les plus fines, avec une composition détaillée variant avec l'énergie, qui est la plus sensible à l'environnement proche, puisqu'à basse énergie les sources lointaines ne contribuent pas ou peu aux flux observés. Cette remarque nous semble importante, et on pourrait y voir l'annonce d'un renversement épistémologique à ne pas négliger : ce n'est plus pour la phénoménologie générale des rayons cosmiques que les plus grands raffinements présentent un réel intérêt, mais pour l'étude et la compréhension de la configuration de l'univers local. On retrouve ici la double vocation du rayonnement cosmique : comme objet d'étude singulier inséré dans l'écologie galactique générale, et comme outil, sonde du milieu interstellaire, et messager particulier d'informations astrophysiques.

Les mêmes réflexions s'appliquent à l'identique au cas des rayons cosmiques ultra-énergétiques, que l'on considère trop souvent, à tort, comme devant relever d'une approche spécifique. À un premier niveau, c'est à leur distribution d'énergie moyenne que l'on s'intéresse, faisant valoir que la position du système solaire dans l'univers n'est en rien singulière, et que s'agissant de rayons cosmiques connus pour traverser impassiblement toute structure galactique et remplissant tout l'univers, l'hypothèse d'uniformité des distributions spatiales est *a priori* parfaitement justifiée. C'est ainsi qu'il n'est pas nécessaire de recourir à une distribution locale des particules pour identifier, dans la théorie de la propagation des rayons cosmiques ultra-énergétiques, l'apparition naturelle et spontanée de la fameuse coupure GZK dont il a été question au paragraphe 1.3.6. En revanche, la description précise de la coupure particulière qu'on peut s'attendre à observer requiert la prise en compte de données locales telles que la distribution effective des sources et la configuration des champs magnétiques. Nous mentionnerons plus bas les résultats que ces considérations nous ont conduit à obtenir.

Parallèlement au choix de la description des particules, local ou global, se pose la question de la méthode numérique à employer. Nous avons développé essentiellement deux approches : une approche semi-analytique basée sur la résolution formelle de l'équation de transport et l'intégration numérique de la solution obtenue ; et une approche de type *Monte-Carlo* qui s'affranchit en fait totalement des fonctions de distribution, puisqu'elle consiste à suivre le devenir spécifique, en temps simulé, d'un grand nombre de particules suivies individuellement et donnant, par superposition stochastique des histoires particulières, un aperçu représentatif de la situation réelle. Nous avons abondamment utilisé les deux approches, pour l'étude de la nucléosynthèse des éléments légers, de la production de rayonnements gamma nucléaire dans le milieu interstellaire ou encore de la propagation des noyaux ultra-énergétiques. Leurs mérites sont complémentaires. La première approche, plus complexe sur le plan formel, permet un traitement rapide (puisque'il s'agit d'une simple intégrale – enfin, d'une intégrale multiple, en réalité) et une exploration flexible d'un vaste espace de paramètre. Elle n'a pas de problème de convergence, puisqu'elle donne directement le résultat moyen attendu. Elle se prête donc bien aux calculs de nucléosynthèse spallative, puisque ce sont les taux de production moyens qui intéressent alors. La seconde méthode, Monte-Carlo, présente justement l'avantage inverse : ce n'est pas la situation moyenne que l'on cherche à comprendre, mais la situation à nombre de particules finie, pour une comparaison, à statistique égale, des spectres de particules prédits aux spectres mesurés. Tandis que l'évolution chimique galactique réalise de fait la moyenne des divers processus, sur des milliards d'années et

sur un nombre pratiquement infini de particules, le spectre des rayons cosmiques ultra-énergétiques n'est mesuré qu'en s'appuyant sur un petit nombre d'événements, et c'est justement l'influence de cette statistique des petits nombres, et la façon dont elle se met en place dans le processus de propagation stochastique, qui retient tout notre intérêt.

Enfin, nous distinguerons la possibilité d'un traitement stationnaire ou dépendant du temps de la propagation des particules. Là encore, nous avons abondamment fait usage des deux possibilités. La question est de savoir si le spectre des particules étudiées est soumis à des variations temporelles sur des échelles de temps plus courte le phénomène considéré, que ce soit l'observation d'un rayonnement donné ou l'évolution dynamique d'une source. Dans le cas de la nucléosynthèse des éléments légers, les deux approches se trouvent avoir leur nécessité spécifique. S'agissant de l'évolution galactique générale, avec production spallative des noyaux de Li, Be et B (LiBeB) par le rayonnement cosmique ambiant, c'est chaque fois un spectre d'équilibre qui intervient. Même si globalement les conditions du processus évoluent, et notamment la composition des rayons cosmiques et celle du milieu interstellaire, d'où il résulte une modification importante des taux de production de LiBeB, cette évolution se fait toujours à rythme beaucoup plus lent que l'établissement du spectre d'équilibre des rayons cosmiques, dont nous avons déjà indiqué qu'il avait une échelle de temps caractéristique de quelques  $10^7$  ans (cf. § 2.1.4). Mais dans le cas de la production de LiBeB au sein des restes du supernova, dont les conditions varient rapidement, la situation est tout autre. C'est ce qui nous a conduit à approfondir ces questions et à développer un traitement entièrement non-stationnaire des interactions entre particules énergétiques et milieu ambiant, dans lequel non seulement l'injection des particules, la densité et la composition du milieu varient avec le temps, mais où les conditions mêmes de la propagation peuvent évoluer sur une échelle de temps inférieure à ce qui serait en quelque sorte le temps de relaxation du système. C'est cette dernière possibilité qui rend le traitement formellement le plus délicat, et nous évoquerons donc ces aspects au paragraphe 2.3.1 ci-dessous.

Auparavant, tournons-nous rapidement vers les différents termes pouvant intervenir dans une équation de transport.

### 2.2.2 Pertes d'énergie

Les pertes d'énergie subies par les rayons cosmiques dépendent sensiblement de la nature et de l'énergie des particules considérées. Un exposé systématique n'est pas de mise ici, et nous préférons introduire les différents processus un à un dans la suite, au moment où nous en aurons besoin pour des applications spécifiques. Pour les lecteurs intéressés, le cours qu'Alexandre Marcowith a donné à l'Ecole de Goutelas que nous avons mentionné en début de chapitre, et que l'on trouvera rédigé dans l'ouvrage qui en a consigné les actes (pp. 243–245), offre un très bon résumé de la situation et toutes les références utiles (incluant les cours de Jürgen Kiener et Vincent Tatischeff, dans le même volume).<sup>4</sup>

Nous en resterons donc ici au niveau commentaire général, en indiquant que les protons et noyaux de basse énergie sont essentiellement sensibles aux interactions coulombiennes avec le milieu interstellaire. Dans un milieu non ionisé, les pertes d'énergies correspondantes sont dominées par l'ionisation de la matière, et le taux de perte d'énergie s'obtient par la formule de Bethe-Bloch :  $\frac{dE}{dt}|_{\text{ion}} = -\frac{Z^2 e^4 n_e c}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[ \ln \left( \frac{2\gamma^2 m_e v^2}{I} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$ , convenablement modifiée suivant les prescriptions détaillées de la physique nucléaire ( $Z$  et  $v$

<sup>4</sup>À toutes fins utiles, je signale aussi la présence d'exposés pédagogiques de la plupart des mécanismes dans ma thèse de doctorat (1997, Université Paris 6).

sont ici le nombre de charge et la vitesse du noyau considéré, et  $\bar{I}$  est un potentiel d'ionisation effectif dépend du milieu de propagation). Dans un milieu ionisé, les électrons libres interviennent de manière plus complexe et conduisent à des pertes d'énergie un peu plus importantes. Mais dans les deux cas, l'important est que les interactions font intervenir principalement des électrons et sont d'inélasticité faible, donnant lieu à des pertes d'énergie graduelles ( $\delta E/E \ll E$ ). On peut donc les traiter comme un processus continu, exprimé par une fonction

$$\beta_i(E) \equiv \dot{E}_i(E) \equiv \left. \frac{dE}{dt} \right|_{i, \text{loss}}, \quad (2.1)$$

où l'indice  $i$  rappelle simplement qu'on se réfère à une particule de type  $i$  donné, et intervenant *via* un terme

$$-\frac{\partial}{\partial E}(\beta_i(E)N_i(E, t)) \quad (2.2)$$

dans les équations de transport (ou équations cinétiques) décrivant l'évolution du nombre différentiel de particules énergétiques,  $N_i(E, t)$ , qui donne le nombre total de particules  $i$  par unité d'énergie, à l'énergie  $E$  et à l'instant  $t$ .

Un autre type de pertes d'énergie, plus radical, fait intervenir des interactions nucléaires. Dans le cas des protons de relativement basse énergie, les pertes principales sont dues aux collisions inélastiques avec les noyaux d'hydrogène et d'hélium du milieu interstellaire, produisant des pions chargés ou neutres. Les sections efficaces correspondantes croissent rapidement à partir des seuils, pour atteindre des valeurs de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de millibarn ( $1 \text{ mbarn} = 10^{-27} \text{ cm}^2$ ). Lors de ces interactions, les protons perdent une fraction importante de leur énergie, ce qui interdit de les traiter par un terme du type de l'Eq. (2.2). Nous reviendrons en détail sur cette question à propos des rayons cosmiques ultra-énergétiques. Dans le cas des noyaux, les interactions nucléaires sont le plus souvent destructives, et celles qui ne le sont pas conduisent à des pertes d'énergie négligeables devant les interactions coulombiennes. Ces pertes dites « catastrophiques » sont traitées au paragraphe suivant.

Le cas des rayons cosmiques ultra-énergétiques est étonnamment<sup>5</sup> similaire. Des interactions électromagnétiques et hadroniques conduisent de la même manière à des pertes d'énergie respectivement graduelles et catastrophiques, devant se traiter comme des mécanismes continus ou stochastiques, par des termes très exactement semblables à ceux donnés en (2.2) et (2.9). La seule différence avec le cas des rayons cosmiques galactiques de basse énergie est que l'interaction a lieu cette fois avec des photons, qui sont de loin la cible la plus abondante dans les grands vides intergalactiques. Car le rayonnement de fonds cosmologique ne connaît ni frontière ni obstacle. Il baigne uniformément l'univers de son spectre thermique à 2.7 K, et tout glacials et apparemment inoffensifs que puissent paraître les photons qui le composent, ils sont vus dans le référentiel propre des noyaux ultra-énergétiques à une énergie bien supérieure, conditionnée par la transformation de Lorentz correspondante, susceptible de dépasser les seuils de production de paires électrons-positrons ou de pions  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  ou  $\pi^-$ , par interaction photo-nucléaire. Dans le cas des paires leptoniques les inélasticités sont faibles, et le processus conduit essentiellement à une perte d'énergie continue – une friction, en quelque sorte. Dans le cas des pions, le proton incident perd typiquement 20% de son énergie à chaque interaction, ou s'il s'agit d'un noyau énergétique, il encourt tout simplement la photo-désintégration, cas de perte catastrophique tout à fait identique à celui des noyaux primaires de basse énergie, dont on étudie tant les caractéristiques autour du GeV.

<sup>5</sup>du moins si l'on n'a pas suffisamment intégré l'unité foncière du phénomène rayons cosmiques...

Pour mémoire, nous détaillons ici le calcul de la fonction de pertes,  $\beta(E) = dE/dt$ , correspondant aux interactions des rayons cosmiques ultra-énergétiques avec le fonds diffus cosmologique (CMB), destiné à être inséré dans le terme (2.2) des équations de transport. Notant  $\sigma(E_\gamma)$  la section efficace d'interaction entre un proton (ou n'importe quel noyau) au repos et un photon d'énergie  $E_\gamma$ , et  $n(E_\gamma)$  la densité différentielle de photons vue dans le référentiel du proton, le taux d'interaction s'écrit simplement, en  $s^{-1}$  :  $dN/dt' = \int_0^\infty n(E_\gamma)\sigma(E_\gamma)c dE_\gamma$ . Notons qu'il s'agit là du taux d'interaction *dans le référentiel du proton*, de temps propre  $t'$ . Exprimé dans le temps du référentiel intergalactique universel, on a  $dN/dt = \frac{1}{\Gamma}(dN/dt')$ , où  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz du proton. Si nous notons maintenant  $\kappa(E_\gamma)$  la fraction d'énergie perdue par le proton lors de l'interaction – de sorte que l'énergie effectivement perdue, dans le référentiel intergalactique, est  $E \times \kappa(E_\gamma)$  –, le taux de pertes d'énergie s'écrit simplement  $dE/dt = \beta_{\text{CMB}}(E)$ , où

$$\beta_{\text{CMB}}(E) = -\frac{Ec}{\Gamma} \int_0^\infty n(E_\gamma)\sigma(E_\gamma)\kappa(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (2.3)$$

La tâche consiste donc essentiellement à calculer le spectre des photons tel qu'il apparaît dans le référentiel du proton ultra-énergétique. Partant de la distribution de corps noir du CMB de température  $T$ ,  $n(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}[\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}$ , on obtient la distribution différentielle angulaire en divisant simplement par  $4\pi$ , puisque le rayonnement est isotrope dans le référentiel intergalactique, et en appliquant convenablement la transformation de Lorentz (cf. Peebles & Wilkinson, 1968), la même distribution dans le référentiel du proton :  $n(\nu', \theta') = \frac{8\pi\nu'^2}{c^3}[\exp(h\nu'/kT') - 1]^{-1}$ , c'est-à-dire toujours une distribution de Planck, mais avec une température effective dépendant de l'angle  $\theta'$  mesuré à partir de la direction du mouvement,  $T'(\theta') = T \times [\Gamma(1 - \beta \cos \theta')]^{-1}$ , de sorte que le champ de rayonnement n'est bien sûr plus isotrope. Intégrant alors sur l'angle solide  $d\Omega'$ , on obtient, dans la limite tout à fait légitime où  $\beta$  tend vers 1 (particules ultra-relativistes), et avec  $E_\gamma = h\nu'$  :

$$n(E_\gamma) = \frac{kT}{2\pi^2(\hbar c)^2} \times \frac{E_\gamma}{\Gamma} \times \left[ -\ln \left( 1 - \exp\left(-\frac{E_\gamma}{2\Gamma kT}\right) \right) \right]. \quad (2.4)$$

Par un changement de variable adéquat, et en notant  $K = (kTm_p^2 c^4)/(2\pi^2 \hbar^3 c^2)$ , qui a les dimensions d'un flux, et  $\alpha = m_p c^2/2kT$ , on peut alors réécrire le taux de pertes d'énergie (2.3) sous la forme suivante :

$$\beta_{\text{CMB}}(E) = E \times I(E, T), \text{ avec } I(E, T) = -K \int_0^\infty \langle \sigma \kappa(xE) \rangle_{\text{tot}} \times x \ln(1 - e^{-\alpha x}) dx. \quad (2.5)$$

Pour finir ce paragraphe, indiquons encore que les rayons cosmiques se propageant dans le milieu intergalactique subissent des pertes d'énergie d'un type particulier, qui affectent toute particule exactement comme les photons du CMB lui-même. Liées à l'expansion de l'univers, elles sont de nature fondamentalement continues, et se décrivent donc au moyen d'un terme de type (2.2) où le taux de pertes d'énergie s'écrit :

$$\beta_{\text{exp}} = \frac{E}{(1+z)} \times \frac{dz}{dt}, \quad (2.6)$$

$z$  étant le redshift, relié à l'instant  $t$  par les lois habituelles de la cosmologie. L'expansion de l'univers affecte aussi indirectement les pertes d'énergie par création de paires et de pions, dans la mesure où le CMB avait par le passé une température plus élevée, reliée à la valeur actuelle,  $T_0$ , par l'expression  $T(z) = T_0(1+z)$ . Dans l'équation (2.5), les

paramètres  $K$  et  $\alpha$  doivent ainsi être considérés comme des fonction du temps, ou de  $z$ , et il est plaisant de constater que l'on a la propriété suivante :  $I(E, T_0(1+z)) = (1+z)^3 I(E(1+z), T_0)$ , de sorte que les pertes d'énergies au redshift  $z$  s'écrivent en fonction de celles au redshift 0 (c'est-à-dire maintenant) :

$$\beta_{\text{CMB}}(E, z) = \beta_{\text{CMB}}((1+z)E, 0) \times (1+z)^3. \quad (2.7)$$

Cette propriété est en effet naturelle, puisque à l'époque  $z$  il y avait  $(1+z)^3$  fois plus photons par unité de volume (du fait de l'expansion inverse), et que chacun d'eux avait une énergie  $(1+z)$  fois plus grande, lui permettant d'interagir à l'identique avec un proton (ou un noyau) d'énergie  $(1+z)$  fois plus faible.

### 2.2.3 Destruction des noyaux primaires et production de noyaux secondaires

Au cours de leur propagation, les noyaux énergétiques interagissent avec les protons ou les noyaux d'hélium au repos dans le milieu de propagation, d'où il peut résulter la destruction du noyau incident. Ces réactions de spallation sont de la plus haute importance pour l'astrophysique. D'une part, elles éclairent l'ensemble de la physique du rayonnement cosmique en nous permettant d'observer, parmi les particules détectées, des noyaux secondaires produits « en vol » dans une proportion dont on a vu plus haut qu'elle nous renseignait précisément sur la quantité de matière traversée par les rayons cosmiques depuis leurs sources, et même, s'agissant de noyaux secondaires radioactifs, du temps typique de propagation. D'autre part, elles produisent « au repos » des noyaux secondaires dont certains – les noyaux légers, Li, Be et B – seraient pratiquement absents de notre galaxie si de tels processus n'avaient pas lieu. Ce point capital, qui permet de contraindre l'intensité et la composition du rayonnement cosmique tel qu'il se présentait dans notre galaxie il y a plusieurs milliards d'années (sic), sera abordé en détail au chapitre 7.

Les sections efficaces inélastiques totales correspondant à l'interaction destructive des noyaux énergétiques peuvent s'évaluer simplement, au premier ordre, en notant qu'elles impliquent des interactions nucléaires à courte portée. La section efficace est donc en quelque sorte “géométrique” :  $\sigma_i^D \sim \pi R_i^2$ , où  $R_i \simeq 1.2 \cdot 10^{-13} A_i^{1/3}$  cm est le rayon typique du noyau  $i$ , comprenant  $A_i$  nucléons (l'exposant “D” étant mis pour “destruction”). La valeur résultante,  $\sigma_i^D \sim (45 \text{ mbarn}) \times A_i^{2/3}$  n'est pas très éloignée de la valeur exacte, qui, pour une cible de protons, tend à évoluer plutôt en  $A^{0.7}$  et dépendre un peu de l'énergie jusqu'à quelques centaines de MeV. Mais c'est sans importance ici. Ce que voulons indiquer, c'est que lorsqu'on se limite à la propagation des particules primaires, sans se soucier de leurs descendants éventuels, les réactions de spallation se traitent simplement comme des « pertes catastrophiques », qui font disparaître brutalement les particules de manière stochastique, après un temps de vie caractéristique  $\tau_i^D$  qui se déduit directement des sections efficaces de destruction et de la densité du milieu traversé,  $n$ . Les sections efficaces dépendant en réalité de la cible, il faut sommer les contributions de tous les noyaux  $j$  présents dans le milieu de propagation, avec la densité  $n_j$ . On obtient alors, notant  $\sigma_{i,j}^D(E)$  la section efficace de destruction des projectiles  $i$  sur les cibles  $j$ , et  $v_i(E)$  la vitesse d'un noyau  $i$  d'énergie  $E$  :

$$\frac{1}{\tau_i^D} = \sum_j n_j \sigma_{i,j}^D(E) v_i(E). \quad (2.8)$$

Ces pertes, dépendant de l'énergie *via* les sections efficaces et la cinématique, donnent lieu dans les équations de transport à un terme

$$-\frac{N_i(E, t)}{\tau_i^D(E)}. \quad (2.9)$$

Pour les études fines du rayonnement cosmique, il faut aussi s'intéresser au devenir des particules secondaires. Dans une équation de transport, celles-ci se traitent de la même manière que les primaires, avec un terme de source supplémentaire correspondant à leur production par interaction nucléaire. Pour un noyau de type  $i$  produit par interaction des noyaux énergétiques  $j$  et des noyaux du milieu interstellaire  $k$  (seuls les noyaux d'hydrogène ou d'hélium sont généralement important), de section efficace  $\sigma_{jk;i}$ , le terme correspondant s'écrit comme une somme sur les énergies initiales,  $E'$ , du projectile  $j$  produisant le noyau  $i$  à l'énergie  $E$ . En sommant sur tous les modes de production possible, on a donc un terme source,  $q_i(E)$  (taux de production différentiel des noyaux  $i$  à l'énergie  $E$ ), donné par

$$q_i(E) = \sum_{j,k} \left[ \int_0^\infty dE' N_j(E') v_j(E') \sigma_{jk;i}(E, E') n_k \right], \quad (2.10)$$

où  $\sigma_{jk;i}(E, E')$  est la section efficace différentielle.

#### 2.2.4 Échappement des particules

Lorsqu'on s'intéresse au spectre des particules énergétiques à l'intérieur d'un volume donné, comme dans le cas des rayons cosmiques observés dans la galaxie ou celui des particules énergétiques présentes dans une source donnée, dont on étudie l'émission non-thermique, il faut encore tenir compte de l'échappement des particules hors de la source ou de la zone de confinement. Pour cela, il faut en principe traiter la diffusion dans l'espace, telle qu'elle est induite par l'interaction des particules chargées avec les champs magnétiques locaux, et notamment leurs inhomogénéités (décomposables en pratique en une somme de modes où d'ondes MHD). Ces interactions seront discutées en détail au chapitre 4, car elles ont des conséquences importantes sur la problématique des rayons cosmiques de haute énergie.

Si, ayant estimé la structure et l'intensité du champ magnétique, on est capable de décrire la diffusion des particules, et si la configuration spatiale de la source ou du volume considéré est bien connue, alors l'échappement des particules peut se traiter de manière directe en recourant à une équation de transport locale, et non plus globale, c'est-à-dire faisant intervenir la fonction de distribution des particules énergétiques correspondant à la densité différentielle de particules,  $N_i(E, \mathbf{r}, t)$ . Sinon, on peut traiter la perte de confinement de façon approchée en considérant que les particules énergétiques s'échappent de manière stochastique avec une échelle de temps caractéristique  $\tau_i^{\text{esc}}(E)$ . Ce temps d'échappement est bien sûr relié au coefficient de diffusion à l'énergie considérée, à la configuration géométrique du volume de confinement et à la distribution des sources de particules énergétiques en son sein (ou à la position de la source, si elle est unique). Mais dans une telle approche, toute l'information géométrique est perdue, et les particules sont supposées soumises à un phénomène effectif d'échappement uniforme, qui fait que chacun d'elles, quelle que soit sa position, est susceptible de « disparaître » selon une loi exponentielle donnant lieu, dans les équations de transport, à un terme

$$-\frac{N_i(E, t)}{\tau_i^{\text{esc}}(E)}, \quad (2.11)$$



similaire à celui correspondant à la destruction spallative des noyaux. Il est d'ailleurs naturel de regrouper toutes les « pertes catastrophiques » en une seule échelle de temps effective, incluant aussi la désintégration radioactive des noyaux, s'il y a lieu, et d'écrire le terme exponentiel ci-dessus au moyen d'un temps de “destruction” total,  $\tau_i^{\text{tot}}$ , avec  $\tau_i^{\text{tot}} = [1/\tau_i^{\text{D}} + 1/\tau_i^{\text{esc}} + 1/\tau_i^{\text{rad}}]^{-1}$ .

Insistons à nouveau sur le fait qu'une telle approche est nécessairement globale, c'est-à-dire appliquée à la distribution des particules énergétiques considérées dans leur ensemble, après intégration sur le volume de confinement, avec perte complète de l'information spatiale. Or même dans le cas où l'information locale ne nous intéresse pas, ceci peut poser problème. Car s'il est toujours possible de définir un temps d'échappement effectif correspondant à la position particulière de l'observateur, rien n'indique que ce temps caractéristique soit représentatif de l'ensemble des rayons cosmiques, même dans le cas d'une distribution uniforme des sources et des particules au sein du volume de confinement ! C'est donc avec la plus grande prudence qu'il convient de raisonner sur les rayons cosmiques galactiques en général à partir des données recueillies sur Terre. Nous y insistons : comme nous l'avons montré ailleurs en détail, même si tout est parfaitement uniforme dans la galaxie, le temps d'échappement caractéristique des rayons cosmiques en fonction de l'énergie *dépend du lieu d'observation*. Voilà qui pourrait donc modifier de manière significative l'estimation de la puissance de renouvellement des rayons cosmiques, et si on se souvient de nos remarques sur l'importance capitale d'une telle estimation (cf. § 2.1.4), on comprend l'urgence dans laquelle nous sommes d'entamer une reconsidération complète de ce problème.

Nous avons évoqué ci-dessus la dépendance en énergie du temps d'échappement. Une caractéristique fondamentale du rayonnement cosmique lui est associée. Dans un modèle naïf de type *leaky box* dans lequel on peut négliger les pertes d'énergie, comme c'est le cas en effet au-dessus d'une centaine de GeV, le spectre d'équilibre des rayons cosmiques est obtenu très simplement en multipliant le taux d'injection différentielle des particules,  $Q_{\text{inj}}(E) = (dN(E)/dt)_{\text{source}}$ , par le temps de confinement,  $\tau_{\text{conf}}(E)$ , que l'on identifie au temps d'échappement hors de la galaxie. C'est bien en effet cette quantité,  $Q_{\text{inj}}(E) \times \tau_{\text{conf}}(E)$ , qui totalise le nombre de rayons cosmiques présents à un instant quelconque dans la galaxie (accumulés pendant tout leur temps de résidence). La situation classique est alors la suivante : le spectre d'injection est une loi de puissance d'indice  $\alpha$  (i.e.  $Q(E) \propto E^{-\alpha}$ ), le temps d'échappement est aussi une loi de puissance, d'indice  $\delta$  (i.e.  $\tau_{\text{esc}} \propto E^{-\delta}$ ), d'où il résulte un spectre d'équilibre en loi de puissance, d'indice  $x = \alpha + \delta$  :  $N(E) \propto E^{-x}$ . Dans le cas du rayonnement cosmique, nous observons effectivement un *spectre propagé* en loi de puissance d'indice  $x \simeq 2.71$ , du moins aux énergies inférieures à l'emplacement du genou, et il est assez naturel de supposer qu'en effet le spectre d'injection et le temps d'échappement sont l'un et l'autre en loi de puissance. Car si le spectre observé est bien tel qu'on le décrit,<sup>6</sup> il est très difficile de concevoir qu'un ajustement de fonctions  $Q_{\text{inj}}(E)$  et  $\tau_{\text{conf}}(E)$  qui ne seraient pas elles-mêmes des lois de puissance permette d'en rendre compte.

Il y a donc là une information précieuse sur le confinement des rayons cosmiques jusqu'au genou : bon an mal an, il doit se dérouler de telle manière que la loi  $\tau_{\text{esc}}(E) \propto E^\delta$  soit vérifiée. Sachant par ailleurs que  $\alpha + \delta \simeq 2.71$ , toute la question est de savoir comment se répartissent les deux indices logarithmiques dont la connaissance fournirait des informations précieuses sur la phénoménologie du rayonnement cosmique galactique. Nous n'entrerons pas ici dans les discussions pourtant fort intéressantes auxquelles conduit

<sup>6</sup>Cf. toutefois notre remarque au § 1.3.3 sur d'éventuelles structures dans le spectre. Mais même la présence de structures fines n'altérerait pas l'argument avancé ici, qui resterait valide en moyenne, ce qui est suffisamment significatif.

une telle question. Nous y reviendrons précisément au chapitre 9, et signalons simplement pour l’instant que l’application du programme *galprop* à la propagation des rayons cosmiques de basse énergie a conduit Strong & Moskalenko (2001) à estimer que le “best fit” des données observationnelles relatives aux rapports secondaires/primaires et à leur dépendance en énergie était le suivant :  $\alpha = 2.35$ ,  $\delta = 0.36$ . Un tel résultat est d’un extrême intérêt. La dépendance en  $E^{0.36}$  du temps de confinement est particulièrement satisfaisante, car elle est en accord avec le modèle le plus simple qu’on puisse concevoir pour l’échappement des rayons cosmiques hors de la galaxie, qui serait un modèle où l’échappement est contrôlé par la diffusion des particules chargées sous le contrôle de champs magnétiques turbulents, au sein d’un volume de taille essentiellement indépendante de l’énergie, déterminé par la zone d’extension des champs dans le halo galactique. En effet, comme nous le démontrerons au chapitre 4, si le spectre de la turbulence magnétique est analogue à un spectre de Kolmogorov, le coefficient de diffusion,  $D(E)$ , prend une forme en  $E^{1/3}$ . Le temps moyen nécessaire aux particules pour parcourir une distance linéaire  $H$ , représentative du halo de confinement, avant de s’échapper dans l’espace intergalactique, s’écrit alors  $\tau_{\text{esc}} \sim H^2/6D(E) \propto E^{-1/3}$ , correspondant à une « prédiction » de la valeur  $\delta = 1/3$ , très proche de la valeur suggérée par les données sur la base de considérations tout autres, ne faisant intervenir que la composition du rayonnement cosmique. On voit bien, sur cet exemple, comment l’analyse commune des dimensions spectrales de l’énergie et de la masse peut conduire à de très beaux résultats phénoménologiques.

Mais il y a plus. La valeur particulièrement naturelle de l’indice  $\delta$  renforce le sentiment de cohérence globale des analyses de la propagation des rayons cosmiques à basse énergie. S’en trouve alors aussi renforcée l’estimation du spectre source, en  $E^{2.35}$ , qui frappe par son écart à la valeur de  $\alpha$  attendue dans le cadre de « l’hypothèse SNR » :  $\alpha \simeq 2.0$ . Voilà qui renforce donc nos préventions contre une adoption trop hâtive du point de vue dominant sur la source des rayons cosmiques au-dessous du genou, et dont nous indiquerons tout au long de la partie II pourquoi il nous semble souffrir de déficiences graves. Mais n’anticipons pas, et voyons comment se met en place pratiquement le transport des particules énergétiques.

## 2.3 Traitement numérique de la propagation

En prolongement de la discussion conduite au § 2.2.1, nous donnons ici quelques précisions sur l’implémentation des méthodes que nous avons développé pour calculer la propagation des particules énergétiques et leurs interactions simultanées ou subséquentes avec un environnement astrophysique quelconque. Nous traiterons d’abord le cas de la résolution formelle de l’équation de transport, dans une version généralisée aux situations non-stationnaires, dont nous aurons à faire usage plus loin. Puis nous décrirons l’approche Monte-Carlo et donnerons quelques résultats obtenus dans le cadre de nos travaux sur les rayons cosmiques ultra-énergétiques.

### 2.3.1 Intégration formelle des équations de transport en régime non-stationnaire

Ce paragraphe s’appuie essentiellement sur notre article *Time-dependent models for the interaction of energetic particles in the ISM* (Parizot & Lehoucq, 1999; *Astronomy*

and *Astrophysics*, vol. 346, pp. 211–218),<sup>7</sup> qui indique comment calculer les fonctions de distribution de particules énergétiques dans des situations générales où il existe une solution formelle exacte aux équations de transport. Le type d'application visé inclue le calcul de la nucléosynthèse spallative, de l'émission de raies gamma, de l'émission synchrotron ou Compton inverse, par intégration des sections efficaces correspondantes sur les densités spectrales de particules énergétiques. Mais alors qu'une hypothèse de stationnarité est généralement invoquée, telle que l'injection constante de particules soit contrebalancée par une dérive en énergie (causée principalement par les pertes coulombiennes) et/ou un échappement hors de la zone de confinement, nous permettons que, d'une part, l'injection des particules, et, d'autre part, les conditions de leur propagation dans le milieu ambiant, soient des fonctions du temps. Le premier cas de non-stationnarité se présente de manière naturelle lorsque les conditions d'accélération dans une région donnée subissent un changement, par exemple lorsqu'une supernova explose. Il permet donc de traiter une accélération localisée dans le temps et dans l'espace. Le second cas de non-stationnarité, plus difficile à traiter sur le plan formel et jamais abordé auparavant à notre connaissance, peut se produire lorsque la densité et la composition du milieu ambiant varient, comme dans l'intérieur d'un reste de supernova en expansion. C'est d'ailleurs ce cas précis qui nous donnera l'occasion, au chapitre 7, d'appliquer ce modèle.

### Structure des applications

Comme nous l'avons déjà en partie évoqué, la structure générale des calculs de production de noyaux secondaires ou de raies gamma-nucléaires se divise en trois étapes : l'accélération (i.e. la production des particules énergétiques, et leur injection subséquente dans le milieu considéré), la propagation (leur transport dans le milieu ambiant) et l'interaction (avec la matière ou les champs environnants). Cette distinction *logique* n'implique pas nécessairement un succession temporelle, puisque les particules peuvent être « ré-accélérées » ou émettre des rayonnements divers tout au long de leur propagation. Mais l'intérêt d'un modèle dépendant du temps est justement d'accéder à la distribution des particules *à chaque instant*, de façon à déterminer l'émission induite en fonction du temps, par une formule en tout point analogue à la formule (2.10), où la section efficace sera remplacée par celles des processus considérés. L'accélération continue, en revanche, exige l'inclusion d'un terme spécifique dans les équations cinétiques, typiquement un terme stochastique du second ordre, que nous négligerons ici. Nous considérons donc le cas d'une accélération locale et instantanée, au regard des échelles de temps du problème, qui sera traité comme une « injection » de particules, à un taux  $Q_i(E, \mathbf{r}, t)$  pouvant néanmoins dépendre du temps et de l'espace de manière totalement arbitraire. Notons toutefois que, sur le plan numérique, le cas de la ré-accélération peut en principe se traiter au moyen d'un terme source local dont la particularité est de dépendre de la fonction de distribution des particules, de sorte que la résolution exigerait une itération du programme (puisque'il faut déjà connaître la solution pour calculer le terme de ré-accélération). Dans les cas où la ré-accélération est importante, on préfère généralement utiliser une autre approche : celle de la résolution numérique de l'équation de transport, non pas après intégration formelle, comme nous le faisons ici, mais directement comme une équation différentielle. N'ayant pas développé cette voie au cours de nos recherches, nous n'en ferons pas mention ici.

---

<sup>7</sup>On priera donc le lecteur de s'y reporter pour de plus amples détails ainsi qu'une liste de références que nous omettrons totalement ici.

**Modèles non-stationnaires globaux, à conditions de propagation stationnaires**

Dans un premier temps, voyons comment se résout formellement l'équation de transport non-stationnaire décrivant l'évolution de la fonction de distribution *globale* de particules énergétiques, c'est-à-dire intégrée sur tout l'espace (autrement dit, dans un modèle à une zone), dans un cas où les *conditions de propagation*, c'est-à-dire essentiellement les pertes d'énergie et les pertes catastrophiques (échappement, destruction, décroissance), ne dépendent pas du temps. Nous avons déjà introduit les termes de l'équation de transport correspondante au § 2.2, et il nous suffit donc de les assembler :

$$\frac{\partial}{\partial t} N_i(E, t) + \frac{\partial}{\partial E} (\dot{E}_i(E) N_i(E, t)) = Q_i(E, t) + Q'_i(E, t) - \frac{N_i(E, t)}{\tau_i^{\text{tot}}}, \quad (2.12)$$

où le terme de source supplémentaire  $Q'_i$  représente la production des particules  $i$  comme particules secondaires, comme décrit au § 2.2.3. On distinguera en effet les « particules primaires », pour lesquelles  $Q_i(E, t) \gg Q'_i(E, t)$ , des particules secondaires, pour lesquelles  $Q_i(E, t) \ll Q'_i(E, t)$ . Les primaires sont typiquement les protons, les particules  $\alpha$  et les noyaux abondants tels que C, N, O, Mg, Si, Fe, etc., dont les taux de production par spallation sont généralement bien plus faibles que leur taux d'injection dû à l'accélération du milieu ambiant. Les électrons énergétiques sont aussi principalement des particules primaires. À l'inverse, les noyaux tels que Li, Be et B, comme la plupart des produits de spallation usuels, sont des particules énergétiques secondaires. C'est aussi le cas de positrons et des anti-protons, qui s'avèrent être d'importants traceurs de la propagation des rayons cosmiques.

Une telle distinction simplifie le calcul à la fois conceptuellement et mathématiquement, car elle permet de résoudre au préalable l'équation (2.12) pour les particules primaires, sans le terme  $Q'_i(E, t)$ , et d'utiliser les fonctions de distributions ainsi obtenues pour calculer le taux de production des noyaux secondaires. Dans le cas des espèces énergétiques pour lesquelles  $Q_i(E, t)$  et  $Q'_i(E, t)$  sont du même ordre de grandeur, il faut résoudre d'abord l'équation de propagation pour les noyaux parents, en déduire le taux de production secondaire  $Q'_i(E, t)$ , puis résoudre à nouveau l'équation (2.12), dans un processus itératif dont la pratique montre qu'il est en général rapidement convergent.

La solution formelle de l'équation (2.12) s'écrit :

$$N_i(E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_i(E)|} \int_E^{+\infty} Q_i(E_0, t - \tau_i(E_0, E)) \times \exp \left( - \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{tot},i}(E')} \right) dE_0, \quad (2.13)$$

où la fonction  $\tau_i(E_0, E)$  a une signification physique importante. Elle est définie, pour chaque type de particule énergétique  $i$ , par l'expression

$$\tau_i(E_0, E) = \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E')}. \quad (2.14)$$

Elle a donc les dimensions d'un temps et décrit la dérive en énergie des particules, en raison des divers mécanismes de pertes opérant à un taux  $\dot{E}_i$ . Nous appelons cette fonction  $\tau$  la *fonction de dérive* en énergie, ou *temps de dérive*. Son expression montre clairement que  $\tau_i(E_0, E)$  n'est rien d'autre que le temps mis par une particule de type  $i$  pour passer de l'énergie  $E_0$  à l'énergie  $E$ .

La solution formelle (2.13) est alors limpide. Pour une particule ayant l'énergie  $E$  à l'instant  $t$ , la fonction de dérive établit une relation biunivoque entre l'instant à laquelle elle fut injectée dans l'environnement considéré et l'énergie qu'elle avait alors.

L'équation (2.13) exprime simplement que les particules recensées à l'instant  $t$  à l'énergie  $E$  rassemblent – comme une somme mathématique – toutes les particules injectées à plus haute énergie,  $E_0 \geq E$ , mais à un instant antérieur,  $t_0$ , tel que, depuis cet instant, les pertes d'énergie les ont conduit, précisément, à n'avoir plus à l'instant  $t$  que l'énergie  $E$ . L'argument  $t_0 = t - \tau_i(E_0, E)$  est donc un simple *temps retardé*, exprimant le délai entre l'injection à  $(E_0, t_0)$  et la collecte à  $(E, t)$ .

Quant au facteur exponentielle de la solution formelle (2.13), il est égal à un en l'absence de pertes catastrophiques ( $\tau_{\text{tot}} \rightarrow \infty$ ) et corrige, dans tous les autres cas, la contribution des particules injectées aux énergies  $E_0 \geq E$  en la pondérant par leur probabilité de survie pendant le temps nécessaire au ralentissement de  $E_0$  à  $E$ , c'est-à-dire justement pendant le temps de dérive,  $\tau_i(E_0, E)$ . Cette probabilité de survie s'écrit  $\mathcal{P}_i = \exp(-\langle \tau_i / \tau_{\text{tot}} \rangle)$ , où l'opération de moyenne tient compte de la dépendance en énergie de l'échelle de temps des pertes catastrophiques,  $\tau_{\text{tot}}(E')$ , qui varie en effet au cours de la dérive en énergie. Le temps effectivement passé par les particules entres les énergies  $E'$  et  $E' + dE'$  n'étant rien d'autre que  $dt(E') = dE' / \dot{E}_i(E')$ , on obtient :

$$\left\langle \frac{\tau_i}{\tau_{\text{tot}}} \right\rangle = \int_{E_0}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{tot},i}(E')}, \quad (2.15)$$

ce qui justifie la forme du facteur exponentiel dans l'expression (2.13).

### Modèles globaux maximalement non-stationnaires

Dans le cas ci-dessus, il était supposé que le taux de pertes d'énergie,  $\dot{E}_i(E)$ , dépendait certes de l'énergie, mais pas du temps. Or dans certaines applications (cf. chapitre 7), les pertes coulombiennes se produisent dans un milieu de densité et de composition chimique évoluant avec le temps (e.g. un reste de supernova ou l'intérieur d'une superbulle). Notant  $\rho_0(t)$  la densité ambiante, et  $\alpha_j(t)$  l'abondance relative des noyaux de type  $j$ , le taux de perte d'énergie des particules de type  $i$  s'exprime en fonction des pertes par unité de grammage ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) dans un milieu exclusivement composé de noyaux  $j$ , notées  $dE/dx|_j$ , comme

$$\dot{E}_i(E, t) = \left. \frac{dE}{dx} \right|_j \times \alpha_j(t) \rho_0(t) v, \quad (2.16)$$

d'où il résulte une complication importante de l'équation (2.12). C'est alors en découpant le processus de propagation en phases successives au cours desquelles les conditions de propagation peuvent être considérées constantes (ce qui est toujours possible, quitte à multiplier le nombre de phases), que l'on parvient à résoudre le problème. La solution de l'équation de transport correspondant à chacune des phases est en tout point semblable à celle exposée ci-dessus, et prend toujours la forme (2.13), mais la difficulté technique consiste à déterminer les conditions de raccordement des solutions semi-stationnaires successives.

Considérons la situation de la figure 2.2. Nous nous intéressons à la fonction de distribution des particules énergétiques à divers instants  $t$ , au cours de trois phases distinctes ayant pris place depuis le début du processus d'injection, situé par définition à l'instant  $t = 0$ . Ces fonctions de distribution nous permettraient typiquement de calculer des observables telles qu'un taux d'émission de raies gamma en fonction du temps. En ce qui concerne la fonction de distribution pendant la phase 1, dans la mesure où les conditions de propagation sont stationnaires au cours de chaque phase, nous avons déjà la solution pour tous les instant  $t \leq t_1$  : c'est l'expression (2.13). Abandonnant par

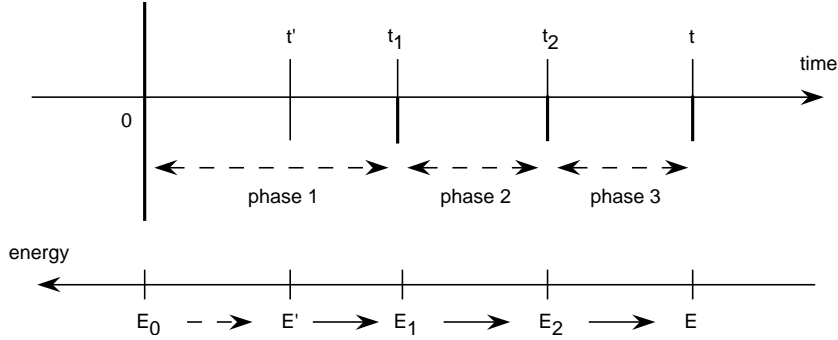


FIG. 2.2 – Schéma illustrant un processus de propagation de particules énergétiques divisé en trois phases, au cours desquelles la densité ambiante et la composition chimique sont supposées constantes, de sorte que les conditions de propagation (notamment les pertes d'énergie) sont stationnaires. Les instants  $t_1$  et  $t_2$  correspondent aux changements de phase, tandis que  $t$  représente le “moment présent”, auquel on cherche à connaître le spectre d'énergie des particules. L'axe des énergies remonte le temps, puisque les pertes induisent une décroissance continue de l'énergie des particules. Les particules ayant l'énergie  $E$  à l'instant  $t$  (ayant la densité spectrale recherchée,  $N(E, t)$ ), avaient l'énergie  $E_2$  à l'instant  $t_2$ ,  $E_1$  à l'instant  $t_1$ , et  $E_0$  à l'instant  $t_0 = 0$ . Ces énergies limites dépendent bien sûr de  $E$  et de  $t$ . Le schéma se généralise facilement à un nombre arbitraire de phases. Pour obtenir le flux différentiel à l'instant  $t$ , il convient de sommer les contributions de toutes les phases, celle de la phase  $i$  étant limitée à un domaine d'énergie s'étendant de  $E_{i-1}$  to  $E_i$  (voir le texte).

commodité les indices d'espèces,  $i$ , et notant  $\dot{E}_1(E)$  et  $\tau_1(E_0, E)$  la fonction de perte d'énergie et la fonction de dérive en énergie au cours de la phase 1, on a donc :

$$N(E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_1(E)|} \times \int_E^\infty dE' Q(E', t - \tau_1(E', E)) \mathcal{P}_1(E', E), \quad (2.17)$$

où  $\mathcal{P}_1(E', E) = \exp(-\langle \tau_1 / \tau_{\text{tot}, 1} \rangle)$  est la probabilité, calculée dans les conditions de la phase 1, qu'une particule injectée à l'énergie  $E'$  atteigne l'énergie  $E$  sans s'échapper ou être altérée par les réactions nucléaires (cf. Eq. (2.15)). Notons que, l'injection des particules ayant débuté à l'instant  $t = 0$ , le taux d'injection est nul aux temps négatifs, de sorte que  $Q(E', t - \tau_1(E', E))$ , considéré comme une fonction de l'énergie d'injection,  $E'$ , s'annule pour tous les énergies plus grandes qu'une valeur maximale, notée  $E_0$  et définie par

$$\tau_1(E_0, E) = t. \quad (2.18)$$

En effet, toute particule injectée à plus haute énergie aurait besoin d'un temps plus grand que  $t$  pour descendre jusqu'à l'énergie  $E$ , et se saurait donc contribué à la fonction de distribution à cette énergie,  $N(E, t)$ . La limite supérieur dans l'intégrale (2.17) peut donc être remplacée par l'énergie  $E_0(E, t)$ , implicitement définie par Eq. (2.18). Dans un souci de réduction de la taille des équations, nous définissons la *fonction d'injection retardée* :

$$f_1(E', E) = Q(E', t - \tau_1(E', E)) \times \mathcal{P}_1(E', E), \quad (2.19)$$

dont la signification physique est immédiate, de sorte que l'expression (2.17) se récrit :

$$N(E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_1(E)|} \int_E^{E_0(E, t)} f_1(E', E) dE'. \quad (2.20)$$

Calculons à présent la fonction de distribution des particules énergétiques au cours de la phase 2, c'est-à-dire aux instants  $t$  tels que  $t_1 \leq t \leq t_2$ . On peut toujours définir une énergie limite,  $E_1(E, t)$ , telle que les particules ayant cette énergie à l'instant  $t_1$  (fin de la phase 1, début de la phase 2) ont exactement l'énergie  $E$  à l'instant  $t$  :  $E_1(E, t)$  est définie semblablement à  $E_0$  dans l'équation implicite (2.18), mais avec une fonction de dérive en énergie,  $\tau$ , qui correspond cette fois aux conditions de propagation spécifiques qui prévalent au cours de la phase 2 :

$$\tau_2(E_1, E) = t - t_1. \quad (2.21)$$

Comme précédemment, toute particule injectée à une énergie  $E' \geq E_1$  est dans l'impossibilité de contribuer à la densité spectrale  $N(E, t)$ , à moins qu'elle n'ait été injectée à un instant antérieur à  $t_1$ , c'est-à-dire au cours de la phase 1.

Si l'injection avait débuté à l'instant  $t_1$ , on aurait donc pu écrire la solution de l'équation de transport au cours de la phase 2 exactement comme ci-dessus :

$$N(E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_2(E)|} \int_E^{E_1(E, t)} f_2(E', E) dE', \quad (2.22)$$

où la fonction d'injection retardée est maintenant

$$f_2(E', E) = Q(E', t - \tau_2(E', E)) \times \mathcal{P}_2(E', E), \quad (2.23)$$

et  $\tau_2(E', E)$  et  $\mathcal{P}_2(E', E)$  sont la nouvelle fonction de dérive en énergie et la nouvelle probabilité de survie des particules, tenant compte de la densité et de la composition du milieu ambiant correspondantes à la phase 2. Mais pour obtenir la véritable densité spectre des particules, il nous faut encore ajouter la contribution de toutes les particules injectées durant la phase 1. Or, par définition de  $E_1(E, t)$ ,  $N(E, t)$  rassemble à l'instant  $t$  toutes les particules qui avaient l'énergie  $E_1(E, t)$  à la fin de la phase 1, c'est-à-dire à l'instant  $t_1$ . Leur nombre par unité d'énergie,  $N(E_1(E, t), t_1)$ , a déjà été calculé : il est donné par l'expression (2.17) (ou sa forme condensée (2.20)) :

$$N(E_1(E, t), t_1) = \frac{1}{|\dot{E}_1(E_1(E, t))|} \times \int_{E_1(E, t)}^{E_0(E, t)} f_1(E', E_1(E, t)) dE', \quad (2.24)$$

où l'on a reconnu que

$$E_0(E_1(E, t), t_1) = E_0(E, t). \quad (2.25)$$

Avant d'ajouter cette contribution de la phase 1 à la fonction de distribution valant à l'instant  $t$ , il nous faut encore prendre en compte les pertes catastrophiques des particules depuis la fin de la phase 1. On le fait en multipliant  $N(E_1(E, t), t_1)$  par la probabilité de survie (sous les conditions de la phase 2), depuis l'énergie  $E_1(E, t)$  jusqu'à l'énergie  $E$ . Enfin, il faut se souvenir que la fonction de distribution  $N(E, t)$  donne le nombre *différentiel* de particules à l'énergie  $E$ , c'est-à-dire le nombre de particules entre  $E$  and  $E + dE$ . Il nous faut dès lors "redimensionner"  $N(E_1(E, t), t_1)$  par un facteur  $|\dot{E}_2(E_1(E, t))|/|\dot{E}_2(E)|$  représentant la contraction (ou la dilatation) de l'intervalle d'énergie « comobile ».

Rassemblant tous les éléments ci-dessus, nous obtenons finalement la fonction de distribution des particules énergétique à n'importe quel instant  $t$  de la phase 2 :

$$N(E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_2(E)|} \int_E^{E_1(E, t)} f_2(E', E) dE' + N(E_1(E, t), t_1) \mathcal{P}_2(E_1(E, t), E) \frac{|\dot{E}_2(E_1(E, t))|}{|\dot{E}_2(E)|}, \quad (2.26)$$

ou encore, après substitution de l'expression (2.24) et en abrégant par convenance d'écriture  $E_i(E, t)$  en  $E_i$  :

$$N(E, t) = \frac{1}{|\dot{E}_2(E)|} \left[ \int_E^{E_1} f_2(E', E) dE' + \frac{|\dot{E}_2(E_1)|}{|\dot{E}_1(E_1)|} \mathcal{P}_2(E_1, E) \int_{E_1}^{E_0} f_1(E', E_1) dE' \right]. \quad (2.27)$$

Notons que l'expression (2.26) aurait aussi pu être obtenue en intégrant l'équation de transport (2.12) en commençant à l'instant  $t_1$  et en remplaçant la fonction d'injection  $Q(E, t)$  par une fonction d'injection effective,  $Q_{\text{eff}}$ , définie par :

$$Q_{\text{eff}}(E, t) = Q(E, t) + N(E, t_1) \delta(t - t_1). \quad (2.28)$$

Quoique étant mathématiquement équivalente, il nous semble que la dérivation présentée ci-dessus est physiquement plus intuitive et fournit donc une meilleure compréhension de la situation.

Terminons maintenant cette étude en calculant formellement l'expression de la densité spectral des particules énergétiques au cours de la phase 3. Le calcul ayant conduit à l'expression (2.27) se généralise très simplement si on introduit l'énergie  $E_2(E, t)$  qu'une particule d'énergie présente  $E$  (i.e. à l'instant  $t$ ) avait à l'instant  $t_2$ , marquant la fin de la phase 2 et le début de la phase 3. Comme précédemment,  $E_2(E, t)$  est définie par

$$\tau_3(E_2, E) = t - t_2, \quad (2.29)$$

où l'indice "3" réfère bien entendu aux conditions de propagation pendant la phase 3.

En ajoutant de manière récurrente les contributions de chaque phase à la fonction de distribution, on obtient au temps  $t$  :

$$\begin{aligned} |\dot{E}_3(E)| N(E, t) &= \int_E^{E_2} f_3(E', E) dE' \\ &+ \frac{|\dot{E}_3(E_2)|}{|\dot{E}_2(E_2)|} \mathcal{P}_3(E_2, E) \int_{E_2}^{E_1} f_2(E', E_2) dE' \\ &+ \frac{|\dot{E}_2(E_1)|}{|\dot{E}_1(E_1)|} \frac{|\dot{E}_3(E_2)|}{|\dot{E}_2(E_2)|} \mathcal{P}_2(E_1, E_2) \mathcal{P}_3(E_2, E) \int_{E_1}^{E_0} f_1(E', E_1) dE', \end{aligned} \quad (2.30)$$

avec une généralisation immédiate à un nombre de phases arbitraire.

### Modèles locaux maximalement non-stationnaires

L'article mentionné plus haut poursuit l'étude de la propagation non-stationnaire en considérant le cas des modèles locaux, c'est-à-dire dans lesquels on s'intéresse à la distribution des particules dans l'espace, et non plus seulement en énergie, ce qui implique notamment l'introduction d'un terme de diffusion et bien sûr l'ajout des trois dimensions



géométriques dans les fonctions de distribution :  $N_i(E, \mathbf{r}, t)$ . Dans la mesure où cela conduit à des complications techniques dont nous ne ferons pas usage explicitement dans la suite de ce mémoire, il ne nous paraît pas utile d'en développer ici le traitement formel, et nous renvoyons donc le lecteur à notre article.

### 2.3.2 Approche stochastique et modèles Monte-Carlo

Nous avons déjà indiqué au § 2.2.1 dans quelles conditions une approche Monte-Carlo de la propagation des particules pouvait se montrer préférable. C'est le cas notamment pour certains problèmes (mais certains seulement) liés à la propagation des rayons cosmiques ultra-énergétiques, dans la mesure où il est utile d'évaluer les fluctuations du spectre mesuré auxquelles on peut d'attendre lorsqu'on ne dispose, comme c'est hélas ! le cas, que d'un jeu d'événements extrêmement limité. Nous donnerons donc ici quelques indications sur l'implémentation de cette méthode pour la propagation à très haute énergie, avant de discuter quelques résultats qu'elle nous a permis d'obtenir et qui nous paraissent intéressants pour alimenter la réflexion autour de ce domaine d'énergie. L'exposé de la méthode sera toutefois bref, car le principe en est assez connu et largement utilisé dans le domaine (cf. de Marco et al., 2003, pour une très importante évaluation de la significativité du désaccord entre les données d'HiRes et celles d'AGASA, mais aussi les travaux de nos éminents collègues Martin Lemoine et Günter Sigl, dont nous saluons l'importance des travaux dans ce domaine, en liaison avec la propagation spatiale influencée par les champs magnétiques). Nous détaillerons néanmoins certaines subtilités dont nous ignorons à vrai dire comment elles ont été traitées par d'autres. Mais dans la perspective générale de ce mémoire, nous tenons à faire valoir que la méthode développée au paragraphe précédent s'applique également parfaitement à la propagation des rayons cosmiques ultra-énergétiques, et que réciproquement l'approche Monte-Carlo est tout à fait valable pour les rayons cosmiques de plus basse énergie. Il n'y a donc rien, ni en principe, ni en pratique, qui distingue ici le cas de rayons cosmiques de domaines d'énergie différents.

#### Un mot sur la méthode Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo, on le sait, consiste à déterminer les caractéristiques de l'évolution d'un ensemble de particules en faisant l'expérience numérique directe de leur propagation, c'est-à-dire en suivant un grand nombre d'entre elles à travers la chaîne simulée des interactions qu'elles subissent dans un environnement donné. Dans le cas qui nous intéresse ici, on injecte des particules ultra-énergétiques au niveau de sources distribuées dans l'univers, et on suit leur propagation dans le fond diffus de rayonnement cosmologique, prenant acte des pertes d'énergie qu'elles subissent avant de nous parvenir. La reconstitution du *spectre propagé* se fait alors en collectant toutes les particules avec leurs caractéristiques propres, pondérées convenablement pour rendre compte d'une distribution de sources et d'un spectre d'injection déterminés. La méthode s'applique également à la propagation dans l'espace des noyaux, c'est-à-dire à la photo-dissociation, et à la propagation dans l'espace géométrique (diffusion angulaire et spatiale), mais le présent chapitre étant consacré à la dimension spectrale énergétique, nous laissons ces questions en suspens jusqu'aux chapitres suivants.

### Tirage de la distance d'émission des particules

Dans le cas d'une distribution de sources, il convient en premier lieu de tirer aléatoirement la distance à laquelle le proton va être injecté. C'est en réalité le point le plus délicat, car il faut prendre en compte l'évolution cosmologique de l'univers. Commençons par définir la *distance comobile*,  $r(z)$  (ou  $z$  est le reshift), donnée par l'intégration de l'équation relativiste de la lumière dans un univers non nécessairement plat, de rayon de courbure  $R$  et de paramètre de Hubble  $H_0$  :

$$r(z) = \int_0^{t(z)} c dt = \int a(t) \frac{dr}{\sqrt{1 + r^2/R^2}}, \text{ avec } a(t) = \frac{1}{1+z} \text{ et } R^{-2} = \Omega_R \frac{H_0^2}{c^2}. \quad (2.31)$$

Le taux d'expansion de l'univers est donnée par

$$H(z) \equiv \frac{\dot{a}}{a} = H_0 \mathcal{E}(z), \quad (2.32)$$

où

$$\mathcal{E}(z) = [\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^2 + \Omega_\Lambda]^{1/2}, \quad (2.33)$$

et  $\Omega_R = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$ . On obtient alors :

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \frac{1}{|\Omega_R|^{1/2}} \text{sinn} \left[ |\Omega_R|^{1/2} \int_0^z \frac{dz'}{\mathcal{E}(z')} \right], \quad (2.34)$$

où la fonction  $\text{sinn}(x)$  est introduite par Carlberg (1997) et vaut  $x$  si  $\Omega = 0$  (univers plat),  $\sin(x)$  si  $\Omega_R < 0$ , et  $\sinh(x)$  si  $\Omega_R > 0$ . L'élément de volume comobile est ensuite donné par  $dV = r^2 d\omega (dr/dz) dz$ , et localement,  $H(z) dr (1+z)^{-1} = c dr (1+z)^{-1}$ , d'où :

$$\frac{dV}{dz} = \frac{c}{H_0} \frac{r^2(z)}{\mathcal{E}(z)} \simeq \frac{c^3}{H_0^3} z^2 [1 + (-2 - \Omega_M + 2\Omega_\Lambda)z + \dots] \quad (2.35)$$

Il reste à déterminer la fraction des protons émis chaque seconde par une source située au redshift  $z$  que l'on peut recevoir sur Terre par unité de surface et de temps. Soit  $\dot{N}_0 \Delta t$  le nombre de photons émis par la source pendant  $\Delta t$ , à l'instant  $t_{\text{em}}$  (instant d'émission) correspondant au redshift  $z$ . À l'instant de réception,  $t_{\text{rec}}$  (correspondant à un redshift nul), ils occupent une coquille de rayon  $r(z)$  et d'épaisseur  $c\Delta t \times [a(t_{\text{rec}})/a(t_{\text{em}})]$ . Ils ont donc une densité

$$n = \frac{\dot{N}_0 \Delta t}{4\pi r^2(z) c \Delta t (1+z)}, \quad (2.36)$$

et produisent un flux, par unité de surface et de temps :

$$\Phi = nv \simeq nc = \frac{\dot{N}_0}{4\pi r^2(z)(1+z)} \quad (2.37)$$

La distribution des redshifts sources des protons ultra-énergétiques effectivement reçus sur une surface pendant un intervalle de temps donné est finalement obtenue en pondérant (i.e. en multipliant) ce flux par le nombre de sources situées au redshift  $z$ , à savoir  $n(z)(dV/dz)dz$ , qui dépend bien sûr du modèle à explorer *via* la densité supposée des sources. Dans le cas où les sources n'évoluent pas avec le temps et subissent simplement la dilution due à l'expansion de l'univers, la densité de sources vérifie simplement  $n(z) = n_0(1+z)^3$ . Mais on peut tenir compte d'une évolution de l'intensité ou du nombre des sources, comme par exemple pour un modèle à base de sursauts gamma, dont on

estime généralement qu'ils étaient plus nombreux par le passé, en remplaçant  $n(z)$  par la fonction correspondante. Notons d'ailleurs que nous avons ici parlé du nombre de sources comme si l'on avait affaire à des sources standard parfaitement calibrées. Dans le cas où l'intensité des sources individuelles est variable, c'est un nombre effectif de sources standard qu'il faut utiliser. Dit autrement, ce n'est pas à proprement parler la densité de source qui importe réellement, mais le taux d'injection de particules au redshift  $z$ ,  $q(z)$  (par unité de volume et de temps). Ceci étant noté, on obtient la fonction  $f(z)$  décrivant la distribution des redshifts d'émission des particules, telle qu'est doit être implémentée par la méthode Monte-Carlo, par la formule suivante :

$$f(z) = K \dot{n}_s(z) \times \frac{1}{(1+z)\mathcal{E}(z)}, \quad (2.38)$$

où  $K$  est une constante de normalisation arbitraire, dépendant de l'intensité des sources mais sans incidence sur le tirage aléatoire des redshifts d'émission.

### Tirage de l'énergie initiale des particules

Faute d'idées alternatives, mais sans justification particulière, on suppose généralement que le spectre source est en loi de puissance,  $Q(E) \propto E^{-\alpha}$ , émis entre les énergies  $E_{\min}$  et  $E_{\max}$  (avec un coupure brutale au-delà). Le tirage de l'énergie initiale des particules selon une telle loi se fait très simplement en tirant un nombre aléatoire uniformément réparti entre 0 et 1, et en adoptant la valeur  $E_{\text{in}} = [xE_{\min}^{1-\alpha} + (1-x)E_{\max}^{1-\alpha}]^{1/(1-\alpha)}$ .

### Tirage du “libre parcours” des particules

À partir de cette énergie initiale, on suit l'histoire énergétique de la particule en tirant aléatoirement, selon la loi convenable, la distance parcourue avant que ne se produise la première interaction avec les photons du CMB (ou de tout autre champ de rayonnement), puis la seconde, la troisième et ainsi de suite. Ce “libre parcours”, c'est-à-dire la distance  $L$  parcourue sans interaction, se déduit simplement du taux de réaction dans le référentiel de la particule ultra-énergétique,  $\tau^{-1} = \int_0^\infty n(E_\gamma) \sigma_{\text{tot}}(E_\gamma) dE_\gamma$ . Tirant aléatoirement un nombre  $x$  uniformément réparti entre 0 et 1, on a  $L = -c\tau\Gamma \ln x$ , où le facteur de Lorentz,  $\Gamma$ , de la particule convertit le libre parcours dans le référentiel en mouvement en distance effectivement parcourue dans le référentiel intergalactique moyen, où le CMB est isotrope. On a donc finalement :

$$L = \frac{-\Gamma \ln x}{\int_0^\infty n(E_\gamma) \sigma_{\text{tot}}(E_\gamma) dE_\gamma}. \quad (2.39)$$

La fonction de distribution des photons dans le référentiel des particules ultra-énergétiques a déjà donnée par l'expression (2.4), et on a également relevé la propriété d'évolution du taux de réaction avec le redshift, d'ailleurs attendue par des considérations cosmologiques élémentaires. Cette propriété se traduit ici par la relation

$$L(E, T) = L(E, T_0(1+z)) = \frac{L(E(1+z), T_0)}{(1+z)^3} \quad (2.40)$$

permettant de calculer un libre parcours à une époque de redshift  $z$ , où le CMB avait une température  $T = T_0(1+z)$ , à partir de la valeur calculée à une énergie  $(1+z)$  fois supérieure dans le CMB actuel, de température  $T_0$ . Ceci permet de n'avoir à calculer que des interactions à température donnée, éventuellement tabulées une fois pour toutes en début de programme.

### Tirage du photon ayant interagi

Ayant obtenu la distance où aura lieu la prochaine interaction, il reste à déterminer l'énergie du photon qui en est responsable. Là encore, le processus est stochastique, et il s'agit de tirer une énergie aléatoirement selon la loi donnée par l'expression (2.4). Pour gagner un temps précieux dans l'exécution du programme, nous proposons ici une méthode approchée, donnant d'excellents résultats et permettant d'obtenir l'énergie du photon par une simple résolution d'une équation algébrique (nous omettons les détails de son obtention). Ayant tiré, comme ci-dessus, un nombre aléatoire  $x$ , uniforme entre 0 et 1, on obtiendra  $E_\gamma$  en résolvant

$$f(E_\gamma) = f(E_{\min}) + x \times [f(E_{\max}) - f(E_{\min})], \quad (2.41)$$

où

$$f(E_\gamma) = \frac{1}{\alpha} \exp - \frac{\alpha E_\gamma}{\Gamma kT} + \frac{1}{\beta} \exp - \frac{\beta E_\gamma}{2\Gamma kT}, \quad \alpha \simeq 0.74016 \text{ et } \beta \simeq 2.1966. \quad (2.42)$$

L'énergie  $E_{\min}$  est simplement l'énergie seuil de la réaction, qui vaut  $m_\pi(1 + m_\pi/2m_p)$  dans le cas de la photo-production de pion sur un proton.

### Tirage de l'inélasticité

Le calcul de l'inélasticité de la réaction « proton + photon  $\rightarrow$  proton + pion », c'est-à-dire la fraction d'énergie perdue par le proton et devant donc lui être retranchée, requiert des manipulations relativistes un peu fastidieuses qu'il est probablement inutile de détailler ici. On en donnera simplement le résultat. Définissons d'abord les rapports de masse  $K_+ = m_\pi/(m_p - m_\pi)$  et  $K_- = m_\pi/(m_p + m_\pi)$ . L'inélasticité de la réaction de photo-production de pion s'obtient alors comme suit.

Ayant tiré l'énergie  $\varepsilon_0$  (dans le référentiel du proton) du photon participant à l'interaction, comme décrit ci-dessus, on forme les quantités sans dimension

$$K_p^0 = \frac{m_\pi^2 + 2m_p\varepsilon_0}{2(m_p^2 + 2m_p\varepsilon_0)} \quad \text{et} \quad K' \sqrt{(K_p^0 + K_+)(K_p^0 - K_-)}. \quad (2.43)$$

On tire ensuite un nombre aléatoire uniforme entre 0 et 1,  $x = \cos \delta$ , correspondant au cosinus de l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse, et on obtient l'inélasticité comme :

$$K_p \equiv 1 - \frac{E'_p}{E_p} = K_p^0 - BK' \cos \delta, \quad (2.44)$$

où  $B$  est ici le facteur "beta" (i.e  $V/c$ ) de la transformation de Lorentz faisant passer du référentiel du CMB au référentiel du centre de masse du système proton-photon. Pour l'obtenir, il faut d'abord trouver l'angle  $\alpha$  tel que  $\beta\gamma m_p \sin \alpha = \varepsilon \sin(\theta - \alpha)$ , où  $\gamma$  est le facteur de Lorentz du proton,  $\beta = (1 - 1/\gamma^2)^{1/2}$ ,  $\varepsilon$  est l'énergie du photon interagissant vue dans le référentiel du CMB, et  $\theta$  est donné par la relation  $\varepsilon_0 = \gamma\varepsilon(1 - \beta \cos \theta)$ , et n'est en fait rien d'autre que l'angle d'incidence du photon sur le proton, dans le référentiel du CMB. On a alors :

$$B = \frac{\beta\gamma m_p \cos \alpha + \varepsilon \cos(\theta - \alpha)}{\gamma m_p + \varepsilon}. \quad (2.45)$$

On voit donc qu'en principe,  $B$  ne dépend pas seulement de  $\varepsilon_0$ , mais aussi de  $\varepsilon$  (ou de  $\theta$ ), de sorte que l'inélasticité ne peut être calculée simplement à partir du tirage de l'énergie

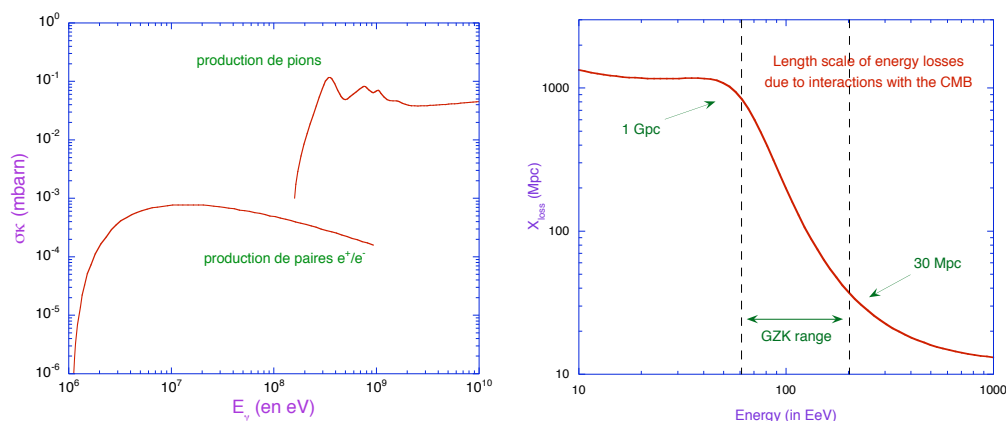


FIG. 2.3 – Photo-production de paires  $e^+e^-$  et de pions sur un proton au repos. À gauche : produit de la section efficace et de l'inélasticité du processus sont données en fonction de l'énergie du photon dans le référentiel du proton. À droite : longueur de pertes d'énergie d'un proton en fonction de son énergie, montrant la réduction rapide de l'horizon dans le domaine GZK, autour de  $10^{20}$  eV.

du photon interagissant. Il faudrait en principe tirer également l'angle d'incidence, selon une loi plus compliquée couplant la distribution d'énergie et l'anisotropie du CMB dans le référentiel du proton ultra-énergétique. Mais en pratique, on a toujours  $\varepsilon \ll \gamma m_p$  et  $\sin \alpha \ll 1$ , de sorte que  $B \simeq 1$  à une précision quasi parfaite. On retiendra donc finalement, pour l'inélasticité de la réaction :

$$K_p = K_p^0 - K' \cos \delta. \quad (2.46)$$

Notons enfin qu'au seuil de la réaction,  $\varepsilon_{th} = m_\pi(1 + m_\pi/2m_p)$ , on a  $K_p^0 = m_\pi/(m_p + m_\pi) = K_-$ , et donc  $K' = 0$ . Ainsi, au seuil,  $K_p = K_p^0$ , ce qui éclaire la notation...

### Gestion des pertes continues

Pour finir, il nous faut dire un mot du traitement des « pertes continues ». Dans le cas du traitement formel de la propagation, décrit au § 2.3.1, ces pertes continues se traitaient de la manière la plus naturelle qui soit, *via* la fonction  $\beta(E) = \dot{E}(E)$ , tandis que les « pertes catastrophiques », à grande inélasticité, étaient plus difficiles à traiter, puisqu'elles nécessitaient l'introduction de la notion de particules secondaires. Dans une approche Monte-Carlo, c'est exactement l'inverse. Les pertes continues ne peuvent être prises en compte de manière véritablement naturelle, en raison précisément du très faible libre-parcours-moyen qui leur est associé, et qui exigerait en principe des pas de temps ou de distance extrêmement petits.

Le cas de la photo-production de paires sur les photons du CMB est tout à fait emblématique. À chaque interaction, ce n'est qu'une fraction infime de l'énergie du proton qui est perdue, puisque les inélasticités, quoique dépendantes de l'énergie, sont toujours inférieures au millièème (on retrouve ici une propriété des interactions faisant intervenir les électrons, déjà mentionnée pour les rayons cosmiques de basse énergie au § 2.2.2). Il apparaît donc tout à fait inapproprié de stopper la propagation chaque fois qu'une interaction devrait se produire, pour laisser l'énergie du proton essentiellement

inchangée, et recommencer un très grand nombre de fois. Nous proposons donc de regrouper artificiellement un grand nombre d'interactions, pour les rendre plus rares, mais plus inélastiques.

Pratiquement, nous introduisons un nombre relativement petit,  $\xi$ , et considérons la création de « super-paires », dont l'inélasticité serait égale à  $\xi$ . Notant respectivement  $\lambda$  et  $\bar{\lambda}$  la *longueur d'interaction* et la *longueur de pertes* associées à un processus d'inélasticité  $\kappa$ , on a  $\bar{\lambda} = \lambda/\kappa$ . L'inélasticité et la longueur d'interaction de notre processus de création des super-paires sont par définition  $\xi/\kappa_{\text{paires}}$  fois plus grandes que celles de la création des paires  $e^+e^-$  physiques, et l'on a finalement  $\lambda_{\text{sp}} = \xi\bar{\lambda}_{\text{paires}}$ . On peut alors traiter ce processus parallèlement à la photo-production de pions, en combinant les longueurs d'interaction pour obtenir une longueur effective :

$$\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{pions}}} + \frac{\xi}{\lambda_{\text{paires}}}. \quad (2.47)$$

On tire alors aléatoirement le libre parcours effectif suivant la loi exponentielle  $\exp(-L/\lambda_{\text{eff}})$ , comme plus haut :  $L = -\lambda_{\text{eff}} \ln x$ , où  $x$  est toujours notre variable uniforme entre 0 et 1.

Ayant tiré  $L$ , il reste à déterminer si l'interaction a produit un pion ou seulement un super-paire. Pour ce faire, il suffit de tirer un nombre uniforme entre 0 et  $1/\lambda_{\text{eff}}$ . Si ce nombre est inférieur à  $1/\lambda_{\text{pions}}$ , alors on peut considérer qu'un pion a été produit. Sinon, non. Dans le second cas, on n'applique alors à l'énergie du proton ultra-énergétique que la réduction induite par les pertes continues, écrivant donc  $E' = E \exp(-L/\lambda_{\text{paires}}^{\text{loss}})$  (où  $\lambda_{\text{paires}}^{\text{loss}}$  est la longueur de *pertes d'énergie*, c'est-à-dire la longueur d'interaction divisée par l'inélasticité). Si un pion a en outre été produit, on applique – *après* la réduction d'énergie continue (qui a toujours lieu pendant le trajet précédent l'interaction produisant le pion) – la réduction supplémentaire liée à l'inélasticité de cette interaction :  $E'' = E'(1 - K_p)$ , telle que calculée plus haut.

Il nous a semblé qu'une valeur de l'ordre de  $\xi = 1/30$  permettait de rendre suffisamment compte du caractère continu des pertes d'énergie par création de paires, sans induire des temps de calculs rédhibitoires.

Le cas des pertes d'énergie liées à l'expansion de l'univers est un cas parfait de pertes continues, puisqu'il n'y a pas même de libre parcours moyen associé ! Nous avons déjà indiqué comment s'écrivaient ces pertes au moyen d'une fonction “beta”, donnée par la formule (2.6). Il leur est associé une *longueur de pertes*  $\lambda_{\text{exp}}^{\text{loss}} = cE/\beta_{\text{exp}}$ . Dans l'approche Monte-Carlo, ces pertes sont traitées exactement comme celles liées à la création de paires, en ajoutant un terme  $\xi/\bar{\lambda}_{\text{exp}}$  à l'équation (2.47).

## 2.4 Application aux RCUEs : les coupures GZK

Nous terminons ce chapitre sur le spectre d'énergie des rayons cosmiques par un exemple d'utilisation des méthodes de propagation, notamment la méthode Monte-Carlo, appliquées au cas des rayons cosmiques ultra-énergétiques (RCUEs). Ce sera pour nous l'occasion de revenir sur la problématique particulière de ce domaine d'énergie qui focalise l'intérêt d'une vaste communauté, bien au-delà de l'astrophysique. Nous avons déjà commenté ses enjeux, au paragraphe 1.3.6, et fait valoir notamment l'importance d'une mesure précise du spectre dans ce « domaine GZK », indépendamment de la question de l'existence ou non de la fameuse coupure, dont nous avons également regretté qu'elle monopolise à ce point le débat et la réflexion.

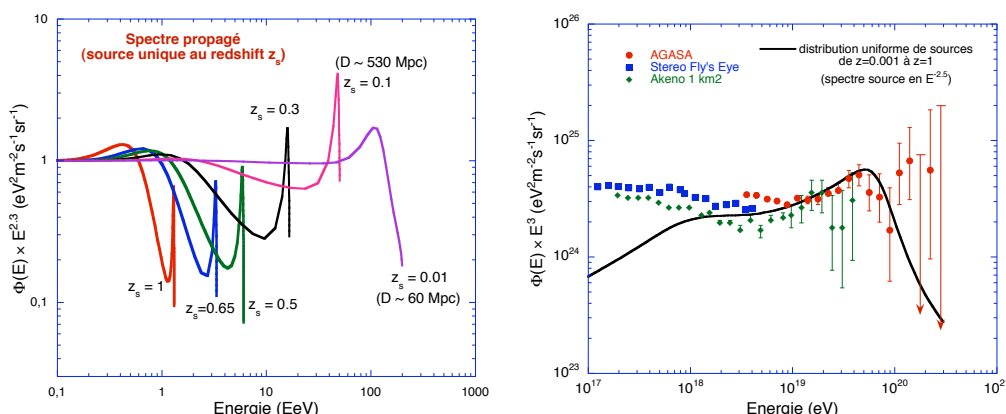


FIG. 2.4 – À gauche : flux propagé depuis des sources uniques situées à différents redshifts, comme indiqué. À droite : flux propagé résultant de la superposition des contributions de sources uniformément réparties entre les redshifts 0.001 et 1, montrant la fameuse « violation de la coupure GZK » suggérée par les données de l'expérience AGASA.

Faisant écho à certaines de ces considérations, notons tout de suite que l'élément le plus important dans le titre du présent paragraphe est le pluriel appliqué à ce qu'on désigne trop rapidement comme *la* coupure GZK. Ce terme désigne, on l'a indiqué, la réduction brutale du flux de rayons cosmiques attendue autour de  $10^{20}$  eV, conséquemment à la soudaine réduction de l'horizon au-delà duquel les sources ne peuvent plus contribuer au flux mesuré, qui accompagne le déclenchement d'interactions entre protons énergétiques et photons du CMB conduisant à des pertes d'énergie très rapides par photo-production de pions. Mais si une telle réduction de flux est associée à des propriétés suffisamment fondamentales de la physique et de l'univers pour être considérée comme une prédiction très solide, sa forme exacte devrait en revanche largement dépendre des caractéristiques astrophysiques du rayonnement cosmique de très haute énergie, et notamment de la distribution des sources, du spectre d'énergie d'injection des particules, de leur composition chimique, des champs magnétiques intergalactiques, bref, de toutes les conditions particulières qui modèlent conjointement ces trois dimensions spectrales que nous avons relevées. Mais n'ayant pas encore abordé les questions liées à la composition du rayonnement cosmique et à la propagation dans l'espace géométrique, sous l'influence des champs magnétiques, nous nous limiterons ici à la propagation de protons ultra-énergétiques dans un univers où les champs magnétiques sont suffisamment faibles pour être négligeables, de sorte que les protons se propagent en ligne droite depuis leurs sources, et que le temps de vol et la distance parcourue sont toujours reliés de manière rigide par la relation  $D = ct$ .

Notre objectif est de montrer que des conditions astrophysiques raisonnables, c'est-à-dire susceptibles de s'appliquer effectivement au rayonnement cosmique ultra-énergétique, conduisent à des coupures GZK sensiblement différentes, et partant qu'un enjeu important pour la phénoménologie de ces particules devrait être, si une coupure GZK était finalement identifiée dans leur spectre, de mesurer précisément *laquelle*.<sup>8</sup>

<sup>8</sup>Les résultats décrits brièvement ci-dessous ont été présentés à plusieurs reprises dans diverses conférences, ateliers ou séminaires.

### 2.4.1 Sur la coupure GZK « standard »

Nous commencerons par rappeler la configuration canonique de la coupure GZK. Il n'est nul besoin de s'étendre ici, la figure 2.4 étant suffisamment explicite. À gauche, nous montrons le flux propagé depuis des sources uniques situées à différentes distance. Le spectre source est en  $E^{-2.3}$ , et la figure montre le spectre « redressé », c'est-à-dire le flux différentiel des protons ultra-énergétiques multiplié par  $E^{2.3}$ , de sorte qu'un spectre non modifié par les effets de propagation apparaîtrait plat. Les spectres présentent tous une coupure nette à haute énergie, liée aux pertes d'énergies provoquées par la photo-production de pions. Quatre choses sont à noter. La première est que la coupure est d'autant plus nette et brutale que les sources sont plus lointaines, ce qui naturel puisque les protons nous parvenant ont alors eu plus de temps pour produire des pions et ainsi réduire leur énergie jusqu'au dessous des seuils effectifs. La deuxième, c'est la coupure apparaît d'autant plus bas en énergie que les sources sont éloignées, ce qui résulte d'une part de l'augmentation de la température du CMB avec le redshift, c'est-à-dire en remontant dans le passé (des protons de plus basse énergie peuvent ainsi produire de pions), et d'autre part de l'interaction des protons avec des photons de plus haute énergie, dans la queue du spectre de corps noir, qui sont plus rares, bien sûr, mais finissent par avoir une chance non négligeable de se produire lorsque le temps de parcours est grand, d'autant plus que la densité des photons augmente aussi avec le redshift, par simple effet cosmologique. C'est d'ailleurs ce dernier effet qui apparaît dominer, contrairement à ce qui est souvent dit, puisque l'énergie de coupure ne suit nullement une loi  $1/(1+z)$ .

La troisième caractéristique de ces spectre est la présence d'une "bosse" juste sous la coupure – qu'on pourrait appeler la « bosse GZK », qui provient de l'accumulation des protons d'énergie supérieure ayant subi des pertes d'énergie à rythme très élevé et ne pouvant plus être « évacués » aussi rapidement vers de plus basses énergies, puisque les pertes qu'ils subissent sont désormais plus faibles. C'est donc en réalité la *variation* avec l'énergie du taux de pertes qui confère au spectre observé sa modulation particulière. Cela nous amène à la quatrième caractéristique importante des spectres propagés, susceptible d'avoir des conséquences cruciales pour la phénoménologie du rayonnement cosmique de haute énergie (cf. chapitre 3) : c'est la présence d'un creux observé sous la bosse GZK, lié à l'influence des pertes d'énergie par création de paires électron/positron. On appellera donc cette structure le « creux des paires », en notant là encore qu'il est d'autant plus profond et étroit que les sources sont lointaines. À très grande distance, on observe même une légère « bosse des paires », similaire dans son principe à la bosse GZK, mais due cette fois au passage des protons sous les seuils effectifs de production de paires.

C'est l'évidence, mais il est utile de le relever : la position de la coupure GZK et toute la forme du spectre à haute énergie dépendent fortement de la distance de la source considérée. C'est donc bien *plusieurs* coupures GZK qu'on aurait à considérer si on était capable de distinguer les sources individuelles, comme ce sera peut-être le cas prochainement, avec une statistique plus grande. Mais ne pouvant le faire pour le moment – et peut-être à jamais, si les champs magnétiques extragalactiques sont forts – on s'intéresse légitimement au flux global produit par toutes les sources de notre univers, en superposant leurs contributions de manière linéaire. C'est ainsi qu'on obtient le spectre de la figure 2.4b, correspondant à la situation classique d'une distribution de sources uniformes dans tout l'univers. En réalité, nous n'avons pas considéré les sources plus lointaines que  $z = 1$ , mais cela n'affecte que la partie du spectre de plus basse énergie, qui ne nous intéresse pas directement ici et sur laquelle nous reviendrons. Nous avons superposé les données observationnelles recueillies par AGASA, qui suggèrent en effet clairement une violation de la coupure GZK ainsi déterminée, à l'origine d'une



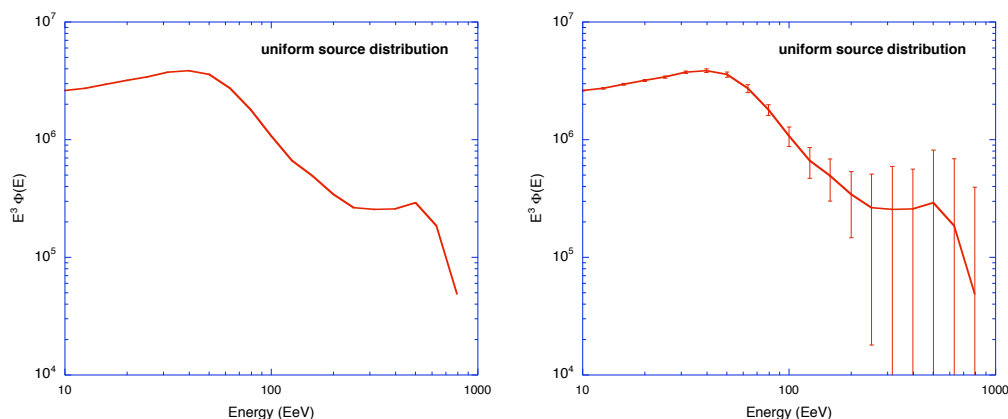


FIG. 2.5 – Retour de flux (*flux recovery*) lié à l'influence des sources proches et à la stochasticité de la propagation. À gauche, le flux moyen obtenu par la méthode Monte-Carlo. À droite, le même flux avec les barres d'erreur liées aux fluctuations stochastiques attendues avec la statistique que devrait obtenir l'Observatoire Pierre Auger après trois ans de prises de données.

ouverture considérable de la problématique des rayons cosmiques ultra-énergétiques, dont nous avons déjà parlé.

Pour être complets, précisons que nous n'avons pas utilisé l'approche Monte-Carlo pour calculer les spectres de la figure 2.4, mais une version modifiée de l'approche formelle exposée plus haut.

### 2.4.2 Influence de la distribution des sources

Un simple coup d'œil à la figure 2.4a suffit à nous convaincre que la forme du spectre résultant de la superposition des spectres de sources individuelles dépend de la distribution spatiale de ces sources, et notamment de la dépendance en  $z$  de leur nombre et/ou intensité. Dans la plupart des modèles astrophysiques de l'origine des rayons cosmiques ultra-énergétiques (noyaux actifs de galaxie, jets relativistes, sursauts gamma...), le taux d'injection des particules dépend en effet fortement du redshift (i.e. du temps), puisqu'il est lié par exemple à l'activité des étoiles massives ou du trou noir central des galaxies, connue pour varier significativement au cours de l'évolution galactique. À cet égard, la prédiction d'un spectre basé sur une distribution uniforme de sources paraît non seulement arbitraire, mais en fait assez peu crédible. Il est à noter d'ailleurs que les modèles astrophysiques tendent à prédire des taux de production de RCUEs supérieurs dans le passé. Il en résulterait donc une contribution plus grande des sources lointaines, et une coupure GZK bien plus marquée, ce qui aggraverait le désaccord avec les données d'AGASA et pourrait même, dans certains cas, entrer en conflit avec la coupure observée par HiRes ! Il n'en faut pas plus, nous semble-t-il, pour démontrer l'intérêt de raisonner en termes pluriels, lorsqu'on considère la question de la réduction de flux attendue à très haute énergie.

Sans même entrer dans les considérations liées à l'évolution des sources, il est utile de s'interroger sur leur *granularité*. Sauf modèle exotique, une distribution réellement uniforme de sources n'a pas de sens en astrophysique. Quelles que soient le type de

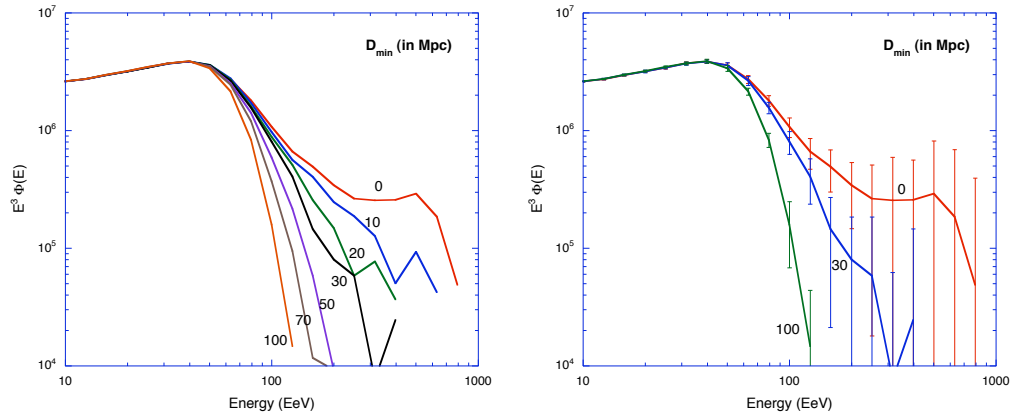


FIG. 2.6 – Spectres propagés des rayons cosmiques pour une distribution uniforme de sources au delà d’une distance minimale,  $D_{\min}$ , indiquée sur les courbes en Mpc : à gauche, les spectres moyens obtenu par la méthode Monte-Carlo ; à droite, trois de ces flux avec les barres d’erreur pour la statistique d’Auger après trois ans de prise de données.

structures auxquelles elles sont associées, si ces sources sont discrètes, on doit pouvoir identifier une échelle de longueur caractérisant la distance typique entre deux voisines. Si la production des RCUEs requiert des sources « exceptionnelles », cette échelle de longueur – la granularité,  $D_{\text{gr}}$  – pourrait être de l’ordre de quelques Mpc, voire dizaines de Mpc. C’est donc aussi la distance typique de la source la plus proche, et il n’apparaît pas raisonnable, en sommant les contributions des sources individuelles pour obtenir le spectre global des RCUEs, d’intégrer les flux à partir de distances plus faibles. C’est pourtant ce qui est fait couramment, lorsque les auteurs prennent au sérieux le cas d’une distribution uniforme de sources, en distribuant l’injection des rayons cosmiques dans chaque centimètre cube d’univers, au point de considérer la contribution de sources qui sont littéralement sous notre nez !

Quoi qu’il en soit, les sources proches sont susceptibles de conduire à un « retour de flux » au-delà de la coupure GZK, qui présente un intérêt particulier pour la phénoménologie du rayonnement cosmique ultra-énergétique et qui devrait, idéalement, faire l’objet d’une recherche expérimentale approfondie, avec des moyens encore supérieurs à ceux de l’Observatoire Pierre Auger (OPA). Sur la figure 2.5, nous montrons le spectre propagé obtenu à partir de sources uniformément réparties (sans granularité), pour un spectre source en loi de puissance,  $E^{-2.7}$ . On y voit clairement la reprise de flux, suivie d’une coupure définitive liée à l’énergie maximale supposée, en l’occurrence  $E_{\text{max}} = 10^{21}$  eV. Sur la partie droite de la figure, nous avons porté les barres d’erreur correspondant aux fluctuations statistiques attendues ( $1\sigma$  par bin) avec un nombre d’événements correspondant à la statistique que devrait avoir accumulé l’OPA après trois ans de prise de donnée. Ces barres d’erreur augmentent bien sûr avec l’énergie, en raison de la plus faible statistique, et montrent que des spectres assez divers peuvent être mesurés à partir d’un seul et unique flux sous-jacent. Cet état de fait est très important pour la compréhension de la situation expérimentale dans le domaine GZK, et c’est ce qui a permis à de Marco et al. (2003) d’estimer le désaccord réel entre les résultats d’AGASA et de HiRes au niveau de  $2.6\sigma$  seulement.

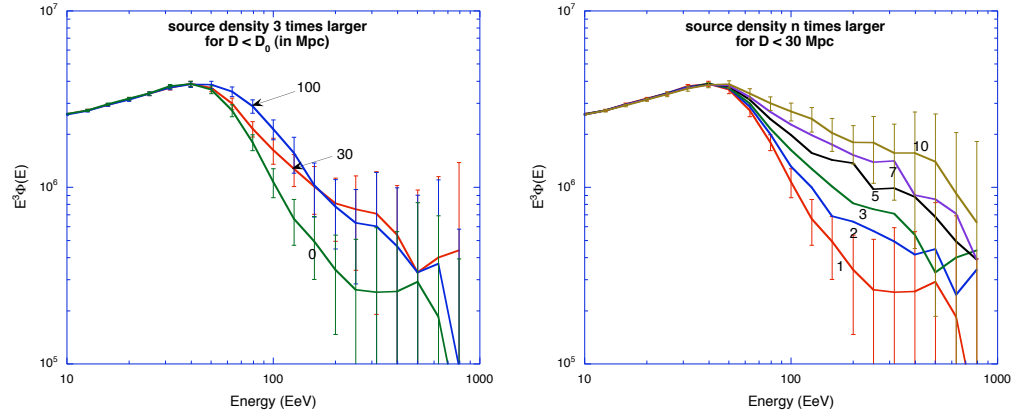


FIG. 2.7 – Spectres propagés des rayons cosmiques pour une distribution de sources présentant une surdensité locale. À gauche : surdensité d'un facteur 3 dans une sphère centrée sur la Terre de rayon  $D_{\min}$  (comme indiqué en Mpc). À droite, surdensité d'un facteur  $n$ , comme indiqué, dans une sphère de 30 Mpc de rayon (barres d'erreur comme précédemment).

Pour étudier l'influence de la granularité des sources, nous avons repris l'étude classique de la superposition des spectres produits par des sources distribuées uniformément, mais en coupant l'intégrale au-dessous d'une distance minimale,  $D_{\min}$ . Le résultat est porté sur la figure, pour des valeurs de  $D_{\min}$  s'étendant de 0 (cas uniforme habituel, non réaliste) à 100 Mpc. On observe, comme attendu, que le flux à haute énergie, au-dessus de la coupure GZK, est essentiellement dû aux sources les plus proches, et que repousser cette distance minimale conduit donc à une coupure toujours plus marquée, sans retour de flux après  $\sim 2 \cdot 10^{20}$  eV. La figure montre également l'amplitude des fluctuations stochastiques attendues avec la statistique de l'OPA en trois. On voit qu'une telle statistique serait suffisante pour distinguer certains modèles, mais sans doute insuffisante pour une étude fine.

Nous nous sommes également intéressés à la possibilité qu'une surdensité locale de sources influence le spectre typique observé sur Terre. La figure ??a montre les spectres propagés dans le cas d'une surdensité d'un facteur trois dans une sphère centrée sur la Terre de rayon 30 et 100 Mpc, comparés au spectre du cas uniforme. La coupure GZK correspondante est moins accentuée, mais peu sensiblement. La figure ??b montre le cas d'une surdensité d'un facteur allant jusqu'à 10 dans une sphère de rayon 30 Mpc. On voit que la coupure GZK s'atténue à mesure que la surdensité augmente.

### 2.4.3 Influence du spectre source des rayons cosmiques

Les sources de rayons cosmiques ultra-énergétiques n'étant pas identifiées, il est évident que leur distribution spatiale demeure une inconnue, et c'est la raison pour laquelle il est impossible de prédire *une* forme pour la coupure GZK attendue. À l'inverse, c'est *la* forme spécifique de cette coupure qui pourrait nous renseigner sur la distribution des sources. Malheureusement la situation est dégénérée, puisque d'autres paramètres influencent le spectre d'énergie des RCUEs dans le domaine GZK. C'est le cas notamment du spectre source, dont on ne sait essentiellement rien : ni sa forme, ni

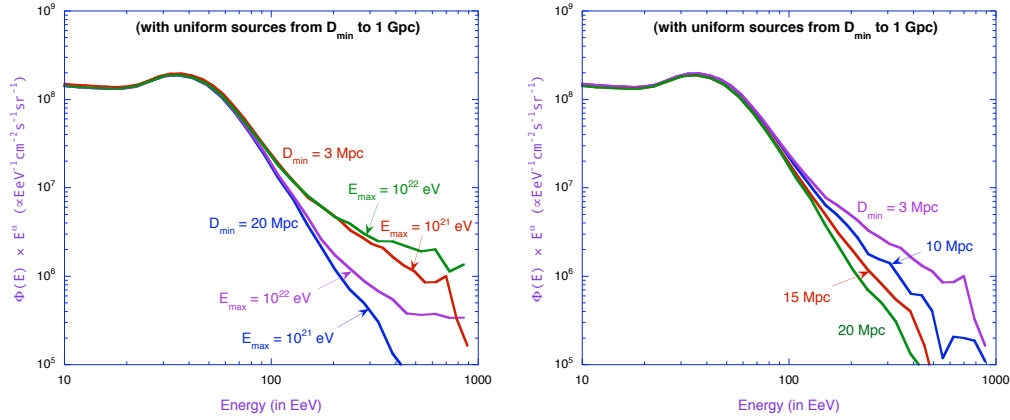


FIG. 2.8 – Spectres propagés des rayons cosmiques pour une distribution uniforme de sources présentant une surdensité locale. À gauche : surdensité d’un facteur 3 dans une sphère centrée sur la Terre de rayon  $D_{\min}$  (comme indiqué en Mpc). À droite, surdensité d’un facteur  $n$ , comme indiqué, dans une sphère de 30 Mpc de rayon (barres d’erreur comme précédemment).

sa pente, ni son énergie maximale.

On peut voir sur la figure 2.8 que l’énergie maximale supposée pour les sources influence la reprise de flux. Il va de soi qu’on n’observera pas de rayons cosmiques d’énergie supérieure à la limite d’accélération, mais même au-dessous de cette limite, une énergie maximale plus grande donne généralement lieu à des flux plus élevés. Ainsi, à  $5 \cdot 10^{20}$  eV, pour des sources de granularité  $D_G = 20$  Mpc, le flux attendu est environ trois fois plus grand si l’accélération est active jusqu’à  $10^{22}$  eV plutôt que  $10^{21}$  eV. La pente du spectre source a également une influence importante, mais il faut en réalité garder en mémoire qu’il n’y aucune raison a priori pour que ce spectre soit en loi de puissance. Quelle serait alors la forme de la coupure pour un spectre montrant un changement de comportement précisément dans ce domaine d’énergie. Or c’est loin d’être exclu, puisqu’il s’agit justement de la limite probable des capacités d’accélération des sources (du moins si on en juge par la difficulté qu’éprouvent les astrophysiciens à expliquer l’origine d’énergies aussi gigantesques). Une situation amusante pourrait être la suivante : un processus d’accélération limité par des pertes d’énergies telles que des pertes synchrotron, par exemple, ou la photo-dissociation des noyaux, pourrait conduire *dans la source* à une accumulation de particules ultra-énergétiques en dessous d’une énergie critique. Le spectre source présenterait alors une “bosse” à une énergie proche de son énergie maximale, qui serait fixée par les conditions locales de l’accélération, et pourrait donc se situer *au-dessus* de l’énergie de coupure GZK (dont l’origine est tout autre). Cette bosse dans le spectre source pourrait alors compenser le creux produit par la coupure, et conduire à un spectre propagé essentiellement plat !

Ce n’est bien sûr qu’un cas d’école sans réel support théorique, mais il illustre le fait que l’adoption automatique d’un spectre source en loi de puissance est en réalité très critiquable, spécialement dans ce domaine d’énergie où l’on s’attend à atteindre les limites du processus d’accélération. Mais plus généralement encore, nous attirons l’attention sur le fait que les sources ne sont pas nécessairement toutes identiques. À supposer même qu’elles produisent des spectres en loi de puissance, il n’est nullement

certain que les pentes logarithmiques soient identiques dans chaque source. Et quand bien même elles le seraient, en raison d'une universalité restant à établir, pouvons-nous garantir que l'énergie maximale atteinte soit systématiquement la même. En réalité, il nous semble au contraire qu'on serait fondé à postuler que l'énergie maximale des sources dépend de leur configuration astrophysique particulière, et que certaines sources s'arrêtent à une énergie inférieure, par exemple parce que les champs magnétiques y sont plus faibles, ou que ses dimensions sont moindres. Cette situation – *a priori* la plus probable s'agissant de sources astrophysiques – est tout à fait intéressante, car elle tend à accentuer la coupure GZK. En effet, s'il est effectivement "difficile" d'accélérer des particules jusqu'à des énergies dépassant  $10^{20}$  eV, il est probable qu'il y ait plus de sources injectant des particules à  $10^{20}$  eV qu'à  $3 \cdot 10^{20}$  eV, et plus encore qu'à  $5 \cdot 10^{20}$  eV ou au-delà. En d'autres termes, un échelonnage des énergies maximales entre les différentes sources tendrait à produire un spectre source global présentant une coupure effective dans le domaine GZK, pas nécessairement en loi de puissance, susceptible de renforcer l'effet.

#### 2.4.4 Remarque finale

Ces quelques remarques visaient à mettre en garde contre une simplification excessive de la phénoménologie du rayonnement cosmique ultra-énergétique. L'idée que les sources puissent avoir une distribution parfaitement uniforme à travers tout l'univers, qu'elles soient toutes identiques en puissance, qu'elles n'évoluent pas avec le temps, qu'elles injectent des particules suivant un spectre en loi de puissance avec toujours la même pente et jusqu'à la même énergie maximale est certainement naïve et fautive. Le problème est cependant que nous ne savons pas comment modifier ces hypothèses abusives, car nous sommes toujours dans l'ignorance quant à la nature des sources. Ce domaine de recherches semble ainsi ne faire que s'ouvrir, et les données observationnelles, pour les raisons que l'on sait, font cruellement défaut. Si la coupure GZK s'avère être absente du spectre des RCUEs, ce sera à coup sûr une grande surprise, car en dépit des résultats que nous venons de présenter, il est un fait que dans l'état actuel de nos connaissances physiques et astrophysiques, *une* coupure GZK est toujours attendue – plus ou moins raide, à plus ou moins haute énergie, avec retour de flux ou non, mais toujours incontestablement présente. En revanche, si une coupure GZK est observée, il s'agira encore d'en identifier la forme exacte, avec la plus grande précision possible (ce qui nécessitera l'extension des moyens d'observation actuels), dans le but notamment d'en déduire des informations sur les sources et leurs distributions.

Mais nous l'avons vu également, la situation est d'autant plus complexe que les paramètres influençant la coupure sont multiples, et difficiles à séparer. À côté de la figure 2.8 montrant l'influence de l'énergie maximale des sources sur le spectre observé, nous montrons à nouveau celle de la granularité. Force est de le reconnaître : une énergie maximale plus grande peut très bien simuler l'effet d'une granularité plus faible. Face à une telle situation, il n'y a pas d'autre choix que de multiplier les observables. Nous l'avons déjà abondamment commenté, le rayonnement cosmique offre la caractéristique unique de présenter trois dimensions spectrales : l'énergie, la composition et la distribution angulaire. Les mesures fines de composition, hélas !, ne semblent pas à l'ordre du jour à très haute énergie. Nous verrons néanmoins au chapitre suivant que la phénoménologie générale du rayonnement cosmique nous offre des moyens de faire entrer utilement la composition des RCUEs dans le débat. Mais c'est surtout avec l'observation de sources individuelles, par le biais d'anisotropies à petite échelle angulaire, qu'on peut espérer accéder à des informations plus "propres", c'est-à-dire ne correspondant pas à la somme

des flux produits par toutes les sources dans toutes les directions. De même, la mesure du flux de rayons cosmiques ultra-énergétiques séparément dans les deux hémisphères célestes, avec les sites Nord et Sud de l'Observatoire Pierre Auger, apportera des informations précieuses pour commencer à identifier l'influence de la distribution spatiale des sources, que l'on attend en effet différente dans le sud et dans le nord, puisque la distribution de matière – visible et sombre – est très nettement dissemblable dans un rayon de quelques dizaines de Mpc, correspondant justement à la « sphère GZK ».



## Chapitre 3

# Le spectre de masse des rayons cosmiques

### 3.1 Abondances nucléaires et richesse du rayonnement cosmique

Nous abordons dans ce chapitre quelques aspects théoriques et phénoménologiques liés à la deuxième dimension spectrale du rayonnement cosmique : son spectre de masse, c'est-à-dire sa composition. Bien entendu, cette dimension est couplée à la première, et c'est justement la variation de la composition des rayons cosmiques avec l'énergie qui fournit les informations les plus riches sur le processus de propagation à relativement basse énergie, disons entre 0.1 et 100 GeV, et, par voie de conséquence, sur les sources. La littérature à ce sujet est innombrable, car c'est réellement le cœur de l'activité des cosmiciens depuis des décennies. La composition nucléaire offre d'ailleurs au rayonnement cosmique une dimension spectrale propre qui n'a aucun d'équivalent dans l'astronomie photonique, puisqu'à leur énergie près, tous les photons sont les mêmes...

Nous avons déjà décrit les phénomènes qui interviennent sur le trajet des particules depuis leurs sources jusqu'à nos détecteurs, et mis en lumière notamment l'importance des réactions de spallation, sur lesquelles nous reviendrons en détail au chapitre 7, au moment d'aborder la nucléosynthèse des éléments légers induite par le rayonnement cosmique. C'est un des rôles majeurs des rayons cosmiques dans l'écologie galactique générale, et son étude conduit en outre à des conclusions qui éclairent un aspect important de la phénoménologie de l'accélération, qui motivera en partie les travaux présentés au chapitre 8. Le plus remarquable, c'est qu'en étudiant l'abondance des éléments légers dans les étoiles les moins métalliques du halo galactique, ce qui représente un défi observationnel majeur, on peut contraindre la composition qu'avaient les rayons cosmiques il y a dix milliards d'années, et la suivre tout au long de l'évolution chimique galactique. Les résultats que nous avons obtenus dans ce domaine enrichissent d'ailleurs la vision commune de ce processus fondamental, témoignant une fois de plus de la quasi omniprésence du rayonnement cosmique en astrophysique.

Le détail de la composition des rayons cosmiques de basse énergie intéresse également au plus haut point les physiciens des particules impliqués dans la recherche des éventuels constituants corpusculaires de la matière noire et/ou désireux de contraindre, au moyen des rayons cosmiques, certains paramètres des théories super-symétriques. Outre



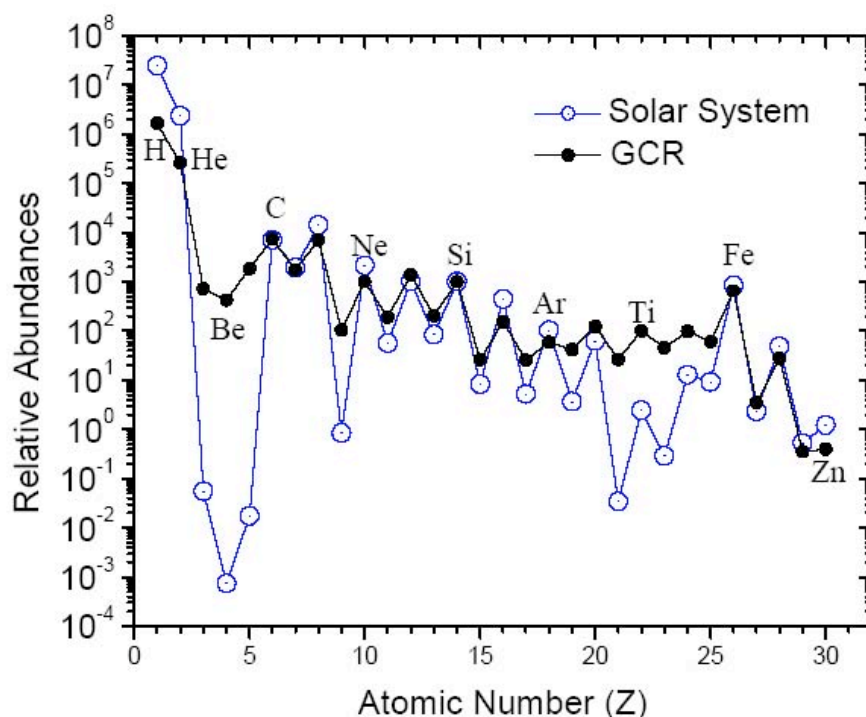


FIG. 3.1 – Abondances relatives des différents éléments chimiques au sein du rayonnement cosmique et du système solaire. Pour le rayonnement cosmique, les abondances de H et He proviennent des mesures effectuées par BESS et GSFC (expériences en ballon) à 170 MeV/n, celles du Li au Ni sont dues aux mesures de CRIS à la même énergie, de même que celles du Cu au Zn, mais sur toute la gamme d'énergie 150–550 MeV/nucleon. Pour le système solaire, les abondances proviennent de la compilation de Lodders (2003).

l'émission directe associée à la décroissance des neutralinos, c'est par exemple dans l'évolution avec l'énergie des rapports d'abondance des positrons et des électrons que l'on espère trouver la trace d'un signal super-symétrique. De même, la décroissance des neutralinos s'accompagne de la production d'antiprotons qui devraient se mêler à ceux résultant de l'interaction des rayons cosmiques ordinaires avec le milieu interstellaire. L'exploitation des données sur les antiprotons, potentiellement capitales pour la physique des particules, nécessite une modélisation extrêmement précise de la propagation du rayonnement cosmique, ce qui implique à la fois des efforts observationnels importants (consentis notamment avec AMS) et une bonne connaissance des sources, du spectre d'injection et de la composition initiale des rayons cosmiques. Nous retrouvons là l'extrême richesse des problématiques associés au rayonnement cosmique, mais n'ayant pas nous-mêmes travaillé sur ces questions, nous ne les aborderons pas.

Pour fixer les idées, nous rappellerons seulement que les rayons cosmiques se composent d'1% d'électrons (dont l'abondance décroît d'ailleurs avec l'énergie, puisque leur spectre est plus pentu) et de 99% de noyaux. Parmi ces noyaux, on trouve typiquement 89% de protons, 10% de noyaux d'hélium, et 1% d'éléments plus lourds. La fraction relative de ces éléments lourds est à peu près semblable à celle trouvée dans le système solaire,

mais les noyaux H et He sont significativement sous-représentés. La figure 3.1 compare les abondances des différents éléments au sein du rayonnement cosmique et au sein du système solaire. On y observe l'oscillation noyaux pairs/noyaux impairs, qui reflète des conditions de stabilité légèrement différente bien connues de la physique nucléaire, mais ce qui frappe le plus est l'énorme sur-représentation des éléments Li, Be et B, par jusqu'à six ordres de grandeur, et dans une moindre mesure celle des éléments situés juste au dessous du pic du Fe. Ces excès d'abondance se comprennent aisément comme le résultat des réactions de spallations induite « en vol » par les noyaux C, N et O d'une part, et par les noyaux Fe d'autre part.

Tenant compte de la production des noyaux secondaires au cours de la propagation, on peut remonter – dans le cadre de modèles – à la composition source du rayonnement cosmique, qui est bien sûr la plus intéressante pour tenter de contraindre les modèles d'accélération et identifier les sources. C'est la comparaison des abondances chimiques dans les sources avec de celle du système solaire qui donne lieu aux astucieux diagrammes CRS-SS (*cosmic ray source vs. solar system*), que Michel Cassé n'hésita pas à glisser en divers endroits de sa thèse, défendue en 1968 ! Au-delà de l'anecdote – pourtant savoureuse ! – on retiendra que les abondances à la source sont en effet semblables à celles du système solaire, ce qui semble indiquer que le rayonnement cosmique est accéléré à partir du milieu interstellaire ordinaire. Pour être plus précis, les rapports fins d'abondances semblent corrélés à la volatilité des différents éléments, ce qui semble indiquer l'importance de la formation des grains interstellaires dans le mécanisme d'accélération. Pour l'ensemble de ces questions, nous renvoyons le lecteur à l'abondante littérature dont un point d'entrée utile se trouve dans le double travail de Meyer, Drury & Ellison (1997) et Ellison, Drury & Meyer (1997).

Nous ferons néanmoins trois remarques. La première, c'est que tout ce qui vient d'être dit ne concerne que les rayons cosmiques de basse énergie. Au niveau du genou, la détermination de la composition fait l'objet d'intenses travaux expérimentaux, pour les raisons que nous avons mentionné au § 1.3.4, mais les données apparaissent souvent contradictoires. À plus haute énergie, et a fortiori aux énergies extrêmes, la composition du rayonnement cosmique n'est pas même controversée : elle est rigoureusement inconnue ! La deuxième remarque que nous voulons faire, c'est que la similitude entre la composition du rayonnement cosmique à sa source, il y a à peine trente millions d'années, et celle du milieu au moment de la formation du système solaire, il y a 4,6 milliards d'années, n'est pas sans soulever quelques questions délicates. La troisième remarque, enfin, c'est que le bel agencement des abondances sources du rayonnement cosmique de basse énergie souffre d'un certain nombre d'exceptions notables, dont celle du  $^{22}\text{Ne}$  est la plus significative et sans doute la plus riche d'enseignements. Nous y reviendrons dans la partie II.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous concentrerons sur la propagation des rayons cosmiques ultra-énergétiques dans l'espace des noyaux. Nous présenterons une reformulation complète de l'approche unidimensionnelle suivie dans ce domaine à la suite notamment des travaux fondamentaux de Jean-Loup Puget et de ses collaborateurs dans les années 1970. Cette reformulation nous a été permise par une collaboration interdisciplinaire fructueuse, entreprise au sein de l'IPN avec un collègue physicien nucléaire, Élias Khan, qui s'est intéressé de près à la modélisation théorique des sections efficaces de photo-dissociation des noyaux. L'essentiel des résultats présentés ici font partie de la thèse de Denis Allard, soutenue à l'IPN en octobre 2004 et dont nous invitons le lecteur à consulter le manuscrit pour tout détail supplémentaire (Allard, 2004, thèse de doctorat, Univ. Paris 6), ou dans les deux premiers articles que nous avons publiés à ce sujet (Khan et al., 2005 ; *Astroparticle Physics*, 23, 2 ; Allard et al., 2005, *A&A*, sous presse

[astro-ph/0505566]), auxquels nous renvoyons également (on y trouvera aussi une liste complète de références).

Ayant décrit les processus intervenant dans la propagation des noyaux ultra-énergétiques dans un champ de rayonnement, et la manière dont ils peuvent être implémentés au sein d'un code de propagation Monte-Carlo comme ceux discutés au chapitre 2, nous proposerons une application spécifique révélant l'importance de la composition source pour toute la problématique des rayons cosmiques de haute énergie. Nous verrons en particulier comment la prise en compte des noyaux conduit à une modification complète de la vision que l'on peut avoir des rayons cosmiques ultra-énergétiques et de la transition galactique/extragalactique, déjà commentée au chapitre 1 (§ 1.3.5). Le résultat de cette étude alimentera encore la discussion sur la phénoménologie générale du rayonnement cosmique dans le cadre des modèles holistiques, décrits au chapitre 9. N'hésitons pas à y voir une nouvelle illustration de la nécessité d'une approche globale des rayons cosmiques.

## 3.2 Propagation des noyaux ultra-énergétiques dans un champ de rayonnement

L'étude de la coupure GZK développée au chapitre précédent ne concernait que les protons ultra-énergétiques. Mais les noyaux plus lourds interagissent également avec les photons du fonds diffus cosmologique, et lorsque leurs facteurs de Lorentz sont suffisamment grands pour que les photons du CMB atteignent, dans le référentiel propre des noyaux, des énergies supérieures aux seuils de photo-dissociation, leur propagation dans l'univers se caractérise par une cascade nucléaire au cours de laquelle les noyaux, abandonnant des nucléons, perdent aussi de l'énergie.

### 3.2.1 Photo-dissociation et pertes d'énergie

À une très bonne approximation, on peut considérer que lors des différentes interactions nucléaires subies « en vol » par les noyaux ultra-énergétiques, chaque nucléon conserve, dans le référentiel extragalactique naturel (où le CMB est isotrope), la même énergie, c'est-à-dire le même facteur de Lorentz, et qu'en conséquence perte de nucléons et perte d'énergie sont deux aspects d'un seul et même phénomène. Un noyau d'énergie  $E$  ayant  $A$  nucléons a un facteur de Lorentz  $\Gamma = E/(Am_p c^2)$ . S'il perd  $\delta A$  nucléons, mais conserve le même facteur de Lorentz, sa perte d'énergie sera simplement  $\delta E = \delta A \Gamma m_p c^2$ . Tout se passe comme si les nucléons arrachés du noyau lors de l'interaction avec le photon étaient simplement ôtés d'un « train de nucléons » en marche – le noyau initial contenant les  $A$  nucléons – et que les autres continuaient leur route allègrement, sans se soucier des voyageurs absents, se répartissant peut-être un peu différemment au sein des wagons pour occuper les sièges plus confortables laissés vacants. Cette image ne cesse en réalité d'être valide que lorsque le train ne contient plus qu'un petit nombre de voyageurs. La photo-dissociation des noyaux légers pose des problèmes théoriques importants, qui rendent plus hasardeuse la modélisation des sections efficaces différentielles. Mais nous n'entrerons pas ici dans de pareils détails.

### Résonance dipolaire géante

Le processus principal qui intervient lors de l'interaction entre un photon énergétique et un noyau est l'excitation de la *résonance dipolaire géante*, ou GDR, correspondant

essentiellement à une oscillation collective des nucléons, protons et neutrons étant en opposition de phase. Ce processus a généralement un seuil autour de 8 MeV (pour le photon dans le référentiel du noyau), et conduit, lors de la désexcitation, à l'émission d'un ou plusieurs nucléons, ou même d'une particule alpha. Ce sont les sections efficaces associées à ce processus qui ont fait l'objet d'une révision importante, permettant non seulement un traitement plus exact des interactions correspondantes, mais également le développement de modèles de propagation bidimensionnels, suivant l'évolution des noyaux dans l'espace des  $A$  et des  $Z$ . Nous y reviendrons plus loin.

### Processus « quasi-deutéron »

Un autre processus – appelé quasi deutéron, ou QD – fait intervenir un pion *virtuel* interagissant avec une paire de nucléon au sein du noyau. Il conduit à l'émission de cette paire et dans certains cas d'un ou plusieurs autres protons ou neutrons, à la suite de la désexcitation du noyau résiduel. Ce phénomène intervient généralement pour des photons d'énergie supérieur à  $\sim 20$  MeV. Nous adoptons ici la modélisation de Rachen (1996), qui propose une paramétrisation des sections efficaces par la masse du noyau et s'appuie sur des considérations phénoménologiques associées à un vaste ensemble de données expérimentales. Dans le cas du processus QD, on a :

$$\sigma_{\text{QD}}(\epsilon, A) = (0.55 \text{ mbarn}) A^{5/4} \frac{(\epsilon/\epsilon_{\text{QD}} - 1)^{3/2}}{(\epsilon/\epsilon_{\text{QD}})^3}, \quad (3.1)$$

où  $\epsilon$  est l'énergie du photon dans le référentiel du noyau, et  $\epsilon_{\text{QD}} \simeq 33.3 A^{-1/6}$  MeV représente le seuil d'interaction. Le nombre de nucléons émis est obtenu à partir des rapports de branchements expérimentaux rassemblés dans Puget et al. (1976).

### Résonances baryoniques

La production d'un pion *réel* peut également accompagner les interactions photon/noyau, par l'intermédiaire de résonances baryoniques, ou BR. Elle se produit bien sûr au dessus de seuil de photo-production de pion sur un nucléon,  $\sim 150$  MeV, déjà mentionné au chapitre précédent, et s'accompagne de l'émission du nucléon incriminé. En sortant du noyau, le pion peut également interagir avec une paire de nucléons et l'éjecter. Enfin, suite à la désexcitation du noyau résiduel, d'autres nucléons peuvent être émis, de sorte que le nombre de nucléons perdus lors de ce type de processus peut être élevé, et dépend de la masse du noyau. Pour un noyau de fer, on a typiquement une perte moyenne de 6 nucléons, ce qui correspond donc à une inélasticité de  $6/56 \simeq 11\%$ .

La section efficace correspondante peut se modéliser comme la somme de quatre lorentziennes représentant les quatre résonances principales :

$$\sigma_{\text{BR}}(\epsilon, A) = A \sum_{i=1}^4 \sigma_i \sigma_{\text{L}}(\epsilon; E_i, \Gamma_i), \quad (3.2)$$

avec les paramètres suivants (en GeV, GeV et  $\mu\text{barn}$ , respectivement) :  $(E_i, \Gamma_i, \sigma_i) = (0.34, 0.17, 351), (0.75, 0.50, 159), (1.0, 0.60, 21)$  and  $(1.5, 0.80, 26)$ .

### Photo-fragmentation

Enfin, nous considérons également à haute énergie un processus catastrophique de photo-fragmentation, ou PF, qui peut se produire typiquement au-dessus de 1 GeV, et

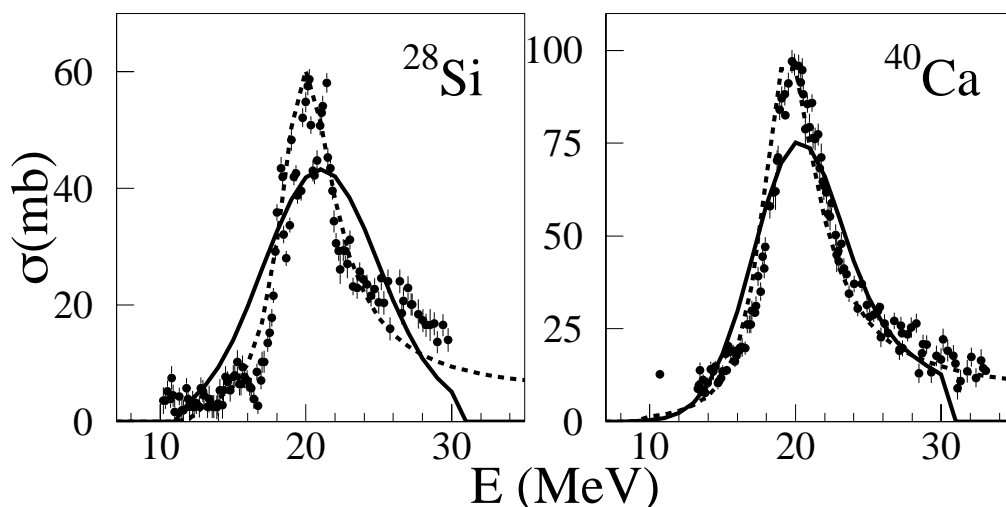


FIG. 3.2 – Sections efficaces totales de photo-absorption pour le  $^{28}\text{Si}$  et le  $^{40}\text{Ca}$ , en fonction de l'énergie du photon incident. La paramétrisation de PSB apparaît en trait continu. La nôtre, en pointillé, reproduit bien mieux les données expérimentales.

conduit à la destruction du noyau en fragments multiples. La section efficace correspondante est modélisée ainsi :

$$\sigma_{\text{PF}}(\epsilon, A) = (1 \mu\text{barn}) A^{0.91} \left[ 1 - 2.48 \exp\left(-\frac{\epsilon}{0.8 \text{ GeV}}\right) \right] (69.8 s^{0.081} + 64.3 s^{-0.453}), \quad (3.3)$$

où  $s = 0.88 + \epsilon/(532 \text{ MeV})$ .

### Création de paires

En plus des processus hadroniques décrits ci-dessus, les noyaux subissent au cours de leur transport des pertes d'énergie qui ne sont pas liées à la perte de nucléons. La photo-production de paires électron/positron a déjà été abordée dans le cas des protons ultra-énergétiques au chapitre précédent. Elle se présente sous une forme tout à fait analogue pour les noyaux plus lourds, si ce n'est que les sections efficaces doivent être corrigées d'un facteur de l'ordre de  $Z^2/A$ , caractéristique des processus électromagnétiques. Plus précisément, nous avons adopté la paramétrisation de Rachen (1996), qui raffine le modèle de Blumenthal (1970). Notant  $\bar{\lambda}_p$  la longueur de pertes associée à la production de paires par un proton de facteur de Lorentz  $\Gamma$ , la longueur de pertes d'un noyau ( $Z, A$ ) au même facteur de Lorentz, c'est-à-dire à une énergie  $A$  fois plus grande, s'obtient alors par la formule semi-empirique suivante :

$$\bar{\lambda}(Z, A, \Gamma) \simeq \frac{A}{Z^2 \Phi(Z\alpha)} \times \bar{\lambda}_p, \quad (3.4)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine et  $\Phi(x) \equiv 1 - 0.29x^2 + 0.25x^4 - 0.25x^6$ . Le cas des noyaux He, O et Fe est illustré sur la figure 3.5b.

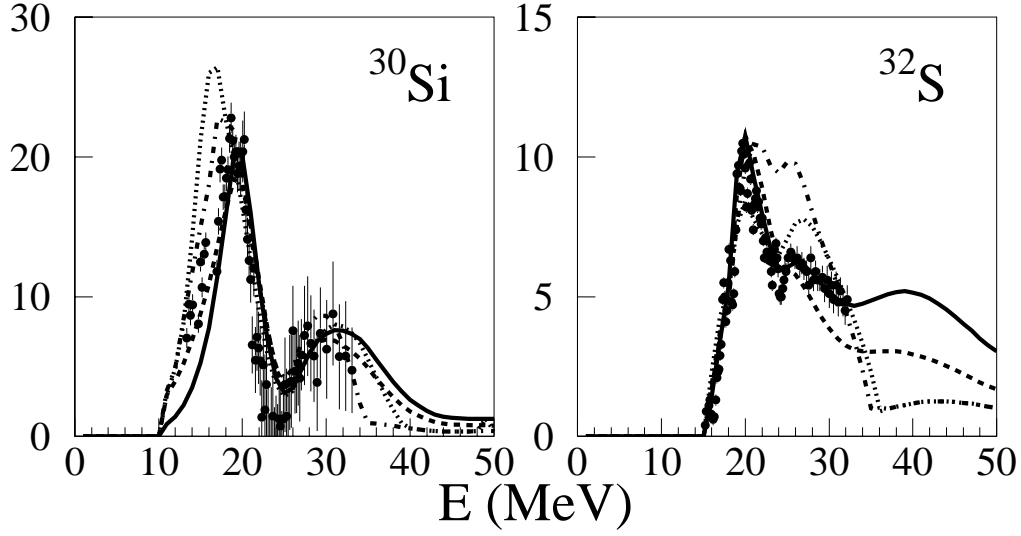


FIG. 3.3 – Sections efficaces de photo-absorption avec émission d'un neutron (en milli-barn) en fonction de l'énergie du photon incident, comparées aux prédictions de quatre modèles : lorentzien (tirets), lorentzien généralisé (trait continu), HFBCS+QRPA microscopique (points), et HFB+QRPA microscopique (points et tirets).

### 3.2.2 Nouvelles sections efficaces de photo-dissociation

Pour nos calculs de propagation des noyaux ultra-énergétiques, nous avons utilisé des sections efficaces inédites pour la GDR, calculées spécialement par nos collaborateurs de physique nucléaire. Ce sont ces sections efficaces qui ont le plus d'influence sur les spectres propagés, car elles interviennent à plus basse énergie et modèlent donc la forme du spectre aux énergies mêmes où ces effets de type GZK commencent à se faire sentir. La description précise des sections efficaces à leur seuil est donc particulièrement importante, et c'est un des aspects qui ont été le plus significativement améliorés par les nouveaux calculs théoriques d'Élias Khan et Stéphane Goriely. L'autre aspect concerne la largeur en énergie de la résonance dipolaire géante. C'est elle qui donne l'ampleur des processus de photo-dissociation à haute énergie, c'est-à-dire lorsque la distribution de corps noir du CMB, après transformation dans le référentiel du noyau, couvre largement l'ensemble de la GDR et n'est plus guère sensible à la forme ni au son seuil de sa section efficace, mais à son intégrale.

Les détails de ces calculs étant exposés dans l'article cité plus haut, nous nous contenterons d'une présentation graphique de quelques résultats. La figure 3.2 illustre, sur l'exemple des noyaux  $^{28}\text{Si}$  et  $^{40}\text{Ca}$ , la supériorité des nouvelles sections efficaces sur celles auparavant, provenant du travail précurseur de Puget, Stecker et Bredekamp (1976), auquel on se référera par le sigle « PSB ». Ce sont à la fois le seuil et la largeur de la section efficace qui sont mieux décrits.

Un autre pas décisif que nous permet de franchir cette nouvelle approche théorique de la photo-dissociation, c'est le passage à une description bidimensionnelle de la propagation des noyaux, dans laquelle on suit les noyaux de façon totalement libre dans l'espace des charges *et* des masses. Le principe en a certes toujours été possible, mais il implique une connaissance non seulement des sections efficaces totales, mais aussi des

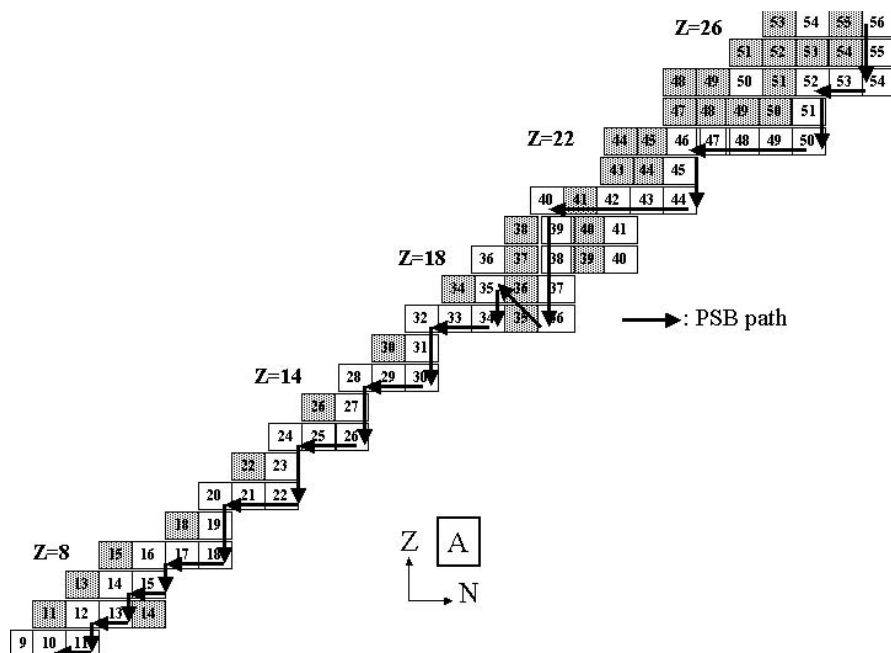


FIG. 3.4 – Carte des noyaux à deux dimensions,  $Z$  et  $N$ , montrant les noyaux impliqués dans le processus de photo-dissociation du  $^{56}\text{Fe}$  pour un facteur de Lorentz  $\Gamma = 2 \cdot 10^{10}$ . Chaque case contient le nombre de masse  $A = Z + N$  du noyau concerné, les cases ombrées correspondant aux noyaux instables. Le chemin nucléaire fléché correspond au chemin PSB.

sections efficaces partielles, ou si l'on préfère des rapports de branchement vers tel ou tel isotope fils. Or les données pour tous ces processus individuels font cruellement défaut, et on ne saurait en blâmer les expérimentateurs, puisque c'est au bas mot de centaines de sections efficaces que nous avons besoin. Dans notre approche, nous nous intéressons ainsi à la photo-dissociation impliquant l'émission d'un neutron, d'un proton, d'une particule alpha, de deux neutrons, deux protons, deux  $\alpha$ , d'un neutron et d'un proton, etc. Tous les canaux ouverts pour une énergie donnée du photon incident sont en fait pris en compte, et ceci pour chaque type de noyau, non seulement chaque élément, mais justement chaque isotope susceptible d'être produit dans la cascade photo-nucléaire.

Ce n'est bien sûr qu'avec les tout derniers progrès de la physique nucléaire qu'une telle entreprise est devenue possible. Auparavant, on était contraint d'estimer un nombre moyen de nucléons émis lors d'une interaction, et de se contenter d'imposer, pour le noyau fils, la forme nucléaire la plus stable à nombre de nucléons donné. C'est pourquoi la propagation des noyaux ne se faisait que le long d'une direction de la carte des noyaux : tous les noyaux de même  $A$  étaient assimilés à leur représentant principal, et les interactions photo-nucléaires qu'il étaient amenés à subir par la suite étaient alors calculées en fonction de la section efficace de ce noyau. La nouveauté de notre approche est donc multiple : non seulement nous disposons de meilleures sections efficaces totales, mais nous pouvons calculer individuellement tous les processus d'interaction, et ainsi appliquer aux divers noyaux fils tous les processus ultérieurs *qui les concernent en propre*, du fait de leurs nombres  $A$  et  $Z$  particuliers. Certains isotopes plus instables produits

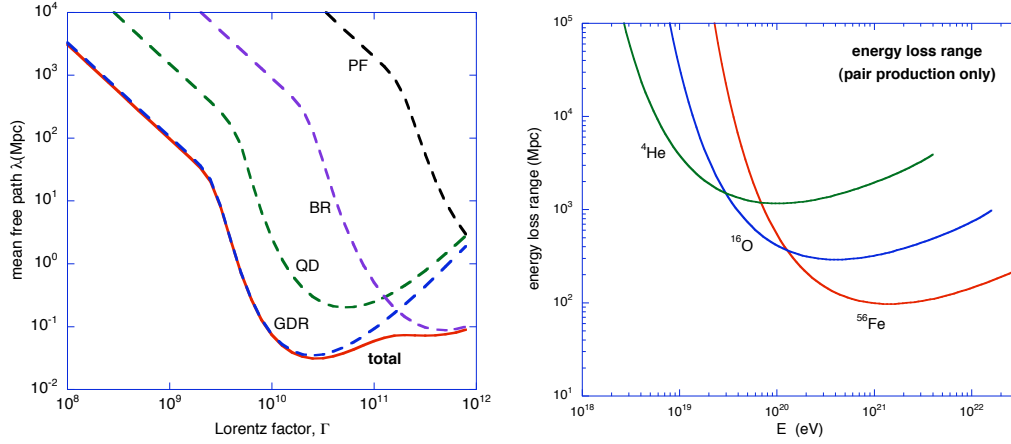


FIG. 3.5 – À gauche : libre parcours moyen d'un noyau de fer dans les fonds diffus micro-onde (CMB) et infrarouge, en fonction de son facteur de Lorentz. La contribution des quatre processus considérés est indiquée séparément. À droite : libres parcours moyens des noyaux He, O et Fe vis-à-vis des interactions de création de paires électron/positron.

par une première interaction seront alors le plus souvent détruits avec une plus grande facilité par les réactions ultérieures, conduisant à un raccourcissement général des longueurs d'interaction. Bien entendu, il faut également tenir compte des désintégrations spontanées des noyaux produits en cours de processus, et ceux-ci sont bien sûr inclus dans le programme.

À titre d'exemple, la figure 3.3 illustre la précision que peuvent avoir les calculs de sections efficaces pour des processus à émission d'un seul neutron, dans deux des rares cas où ces sections efficaces individuelles ont été mesurées, pour le  $^{28}\text{Si}$  et le  $^{32}\text{S}$ . Différents types de paramétrisation sont proposés, qualifiés par nos experts de lorentzien, lorentzien généralisé, HFBCS+QRPA microscopique et HFB+QRPA microscopique. Sur l'ensemble des noyaux, le modèle lorentzien généralisé (en trait continu sur la figure) a été jugé le meilleur, et adopté pour tous nos calculs.

La figure 3.4 montre quels noyaux sont impliqués dans le processus de photodissociation d'un noyau de fer,  $^{56}\text{Fe}$ , de facteur de Lorentz  $\Gamma = 2 \cdot 10^{10}$ . Leur nombre est très élevé. Pour comparaison, nous avons matérialisé par des flèches le chemin nucléaire imposé par le traitement habituel de la propagation des noyaux ultra-énergétiques, ou « chemin PSB », confondant tous les noyaux de même  $A$  avec leur représentant le plus stable.

### 3.2.3 Longueurs d'interaction et longueurs de pertes d'énergie

Avant de passer au calcul de spectres propagés à partir de sources plausibles de noyaux ultra-énergétiques, il est intéressant d'examiner les longueurs d'interaction et de pertes d'énergie liées aux différents processus mentionnés ci-dessus. Pour les pertes induites par l'interaction avec le CMB, nous avons déjà indiqué précisément au § 2.2.2 comment calculer la fonction de pertes d'énergie pour n'importe quelle section efficace. L'application aux processus de photo-dissociation sera donc immédiate. Si l'on s'intéresse aux longueurs de pertes d'énergie, il suffira de remplacer l'inélasticité  $\kappa$  figurant dans les



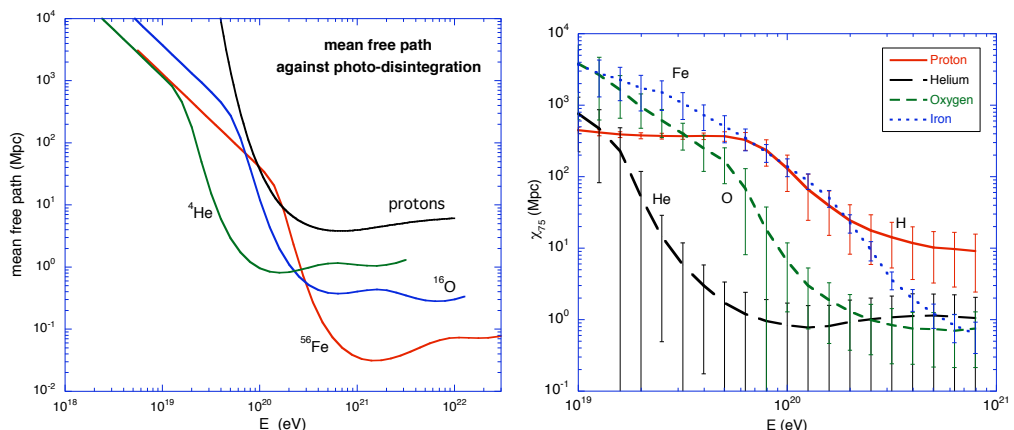


FIG. 3.6 – À gauche : libres parcours moyens des noyaux He, O et Fe, vis-à-vis de la photo-dissociation dans les fonds diffus micro-onde (CMB) et infrarouge, en fonction de l'énergie. La contribution des quatre processus considérés est indiquée séparément. À droite : longueurs de pertes d'énergie des noyaux He, O et Fe et des protons, avec les fluctuations à  $1\sigma$  associées. La longueur  $\bar{\lambda}_{75}$ , définie dans le texte, est représentée en fonction de l'énergie des noyaux.

formules (2.3) et (2.5) par l'inélasticité du processus considéré, à savoir  $\delta A/A$ , comme justifié ci-dessus. On aura alors  $\bar{\lambda}_i(E) = Ec/\beta_i(E)$ , pour chaque mode d'interaction  $i$ . Si on s'intéresse aux longueurs d'interaction, la même procédure s'applique, mais en omettant la perte d'énergie, et donc en remplaçant  $\kappa E$  par 1.

Les noyaux ultra-énergétiques peuvent également interagir avec le fonds diffus infrarouge, qui n'est pas un rayonnement de corps noir, mais plutôt la superposition de corps noirs de différentes températures. Nous adoptons la distribution d'énergie des photons proposée par Malkan & Stecker (1998) :  $n_{\text{IR}}(\epsilon) = 1.1 \cdot 10^{-4} \epsilon_{\text{eV}}^{-2.5} \text{ cm}^{-3}$  entre 0.02 eV et  $\epsilon_{\text{max}} = 0.8$  eV. L'inverse de la longueur d'interaction correspondant à ce rayonnement s'écrit alors :

$$\lambda_{\text{IR}}^{-1} = \frac{1}{2\Gamma^2} \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{\epsilon_{\text{max}}} d\epsilon \frac{n(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{2\Gamma\epsilon} \epsilon' \sigma(\epsilon') d\epsilon', \quad (3.5)$$

où  $\epsilon_{\text{th}}$  est l'énergie seuil du processus considéré et  $\epsilon'$  représente l'énergie du photon infrarouge dans le référentiel du noyau.

Les libres parcours moyens obtenus pour un noyau de fer sont portés sur la figure ??a. On y voit que les interactions impliquant la résonance dipolaire géante dominent largement jusqu'à des facteurs de Lorentz de l'ordre de  $10^{11}$ . Au-delà, les résonances baryoniques sont importantes. Comme pour les protons ultra-énergétiques, le libre parcours moyen des noyaux de fer réduit considérablement entre des facteurs de Lorentz de l'ordre de  $10^9$  à  $10^{10}$  (correspondant à des énergies de  $5 \cdot 10^{19}$  eV à  $5 \cdot 10^{20}$  eV), passant de plus de 100 Mpc à quelques dizaines de kpc. C'est l'équivalent de la coupure GZK pour ce noyau particulier. Le cas des noyaux He et O est aussi montré sur la figure 3.6a, en comparaison avec les noyaux de fer et les protons.

Les longueurs de pertes d'énergie,  $\bar{\lambda}_{75}$  (voir ci-dessous), pour les noyaux Fe, O, He et pour les protons sont montrées sur la figure 3.6b, en fonction de leur énergie. Cette figure est intéressante à plusieurs titres. D'abord, elle montre vers quelle énergie se mani-

ferme une coupure GZK pour chacun des noyaux. Il apparaît notamment que les noyaux d'hélium sont particulièrement fragiles et subissent des pertes d'énergie très importantes dès 20 ou 30 EeV. Ensuite, on remarque que les noyaux représentés (et c'est en fait le cas de tous les autres) ont des longueurs de pertes d'énergie considérablement plus courtes que celles des protons, même après le déclenchement des réactions de photo-production de pions par ces derniers. On en déduit aisément que les rayons cosmiques de plus haute énergie sont très probablement des protons, car même si les sources sont enrichies en noyaux lourds, la propagation dans le milieu intergalactique devrait conduire à leur photo-érosion rapide, conduisant essentiellement à des protons secondaires d'énergie  $A$  fois inférieure.

Enfin, on remarquera la présence de barres d'erreur associées à la longueur de pertes d'énergie. Elles sont dues à la stochasticité des processus d'interaction. Pour obtenir cette figure, nous avons suivi la propagation d'un grand nombre de particules injectées initialement à l'énergie  $E_{\text{in}}$  portée en abscisse, et noté la distance parcourue,  $\bar{\lambda}_{75}$  après laquelle son énergie passait sous une valeur fixée à 75% de l'énergie initiale. Compte de tenu de la décroissance rapide des spectres de rayons cosmiques, approximativement en  $E^{-3}$ , une perte d'énergie de 25% porte les protons ou les noyaux à une énergie où les flux incidents sont environ deux fois supérieurs. La variable  $\bar{\lambda}_{75}(E)$  donne donc une idée des distances sur lesquelles les pertes d'énergie sont susceptible d'affecter significativement le spectre. C'est elle qui est portée sur la figure 3.6b, et les barres d'erreur correspondent à l'écart type de ses fluctuations, obtenues à partir d'un grand nombre de particules. Dernière remarque : les noyaux considérés, Fe, O, He, sont les noyaux *injectés*. Dans la mesure où les pertes d'énergie sont en fait associées à une perte de nucléons (sauf pour les protons, bien sûr), il va de soi qu'après avoir parcouru la distance  $\bar{\lambda}_{75}(E)$ , on a affaire à d'autres noyaux. Le choix de la valeur 25% pour la perte d'énergie vient aussi de ce que cela correspond à la perte d'un nucléon pour les noyaux d'hélium. Pour les noyaux de fer, en revanche, c'est 14 nucléons qui ont été perdu après  $\bar{\lambda}_{75}(E)$ . Voilà qui retire tout mystère à la taille bien plus réduite des barres d'erreur qui leur sont associées.

### 3.2.4 Devenir des noyaux de fer ultra-énergétiques

Avant d'en venir à des applications d'intérêt astrophysique direct, nous présentons encore quelques résultats obtenus pour des noyaux de fer ultra-énergétiques. En implémentant les sections efficaces décrites ci-dessus au sein d'un code Monte-Carlo (cf. chapitre précédent), nous pouvons suivre une à une les interactions subies par un grand nombre de noyaux injectés avec une énergie  $E_{\text{in}} = \Gamma A m_p c^2$ , et donner, en fonction de la distance parcourue (ou du temps écoulé), la composition précise des noyaux résiduels et secondaires. Mais nous le savons, les capacités d'identification de la nature des rayons cosmiques à très haute énergie sont extrêmement réduite, et il serait inutile de faire des prédictions détaillées concernant leur composition. Nous nous en tiendrons donc à l'étude de l'évolution de la masse moyenne des noyaux résiduels en fonction de la distance parcourue, ainsi que de son écart type. Ce sont là deux observables importantes qu'il n'est pas illusoire d'espérer pouvoir mesurer prochainement, notamment avec l'Observatoire Pierre Auger.

La figure 3.7a montre comment évolue la masse moyenne

$$\langle A \rangle = \frac{\sum_i N_i A_i}{\sum_i N_i} \quad (3.6)$$

des noyaux résiduels au cours de la propagation d'un noyau de fer injecté initialement à des énergies de 100, 300, 500 et 1000 EeV. Sans surprise, on observe une diminution

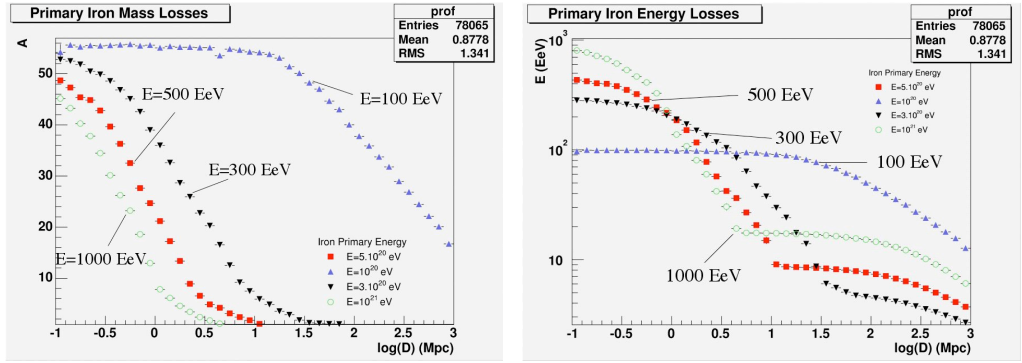


FIG. 3.7 – Ces figures sont empruntées à la thèse de Denis Allard (Univ. Paris 6, 2004). À gauche : Évolution de la masse moyenne des noyaux résiduels issus de noyaux de fer d'énergies initiales diverses (comme indiqué), en fonction de la distance parcourue. À droite : Évolution correspondante de l'énergie moyenne des noyaux résiduels.

progressive de la masse des noyaux, correspondant à la photo-érosion des noyaux de fer originels par photo-dissociation sur les photons du CMB, d'autant plus rapide que l'énergie initiale, et donc le facteur de Lorentz, est grand. La figure de droite montre la même évolution, mais dans l'espace des énergies. À chaque perte de nucléon correspond une perte d'énergie qui conduit au ralentissement des noyaux dont rend compte la figure.

La figure 3.8 montre une évolution analogue de la masse moyenne des noyaux propagés, mais permettant une comparaison très instructive entre les résultats obtenus par trois approches différentes : 1) l'approche originale unidimensionnelle basée sur le paradigme PSB, 2) notre approche bidimensionnelle avec les nouvelles sections efficaces, et 3) une approche intermédiaire basée sur notre modélisation des sections efficaces, mais imposant le chemin PSB dans l'espace des noyaux. Cette comparaison permet d'identifier quelle part de l'amélioration des calculs offerte par notre approche revient au passage à un traitement bidimensionnel de la propagation, et quelle part revient à la simple ré-estimation des sections efficaces. Les résultats montrent que tout dépend de la gamma d'énergie considérée.

Pour un facteur de Lorentz relativement faible (figure 3.8 à gauche), la gestion des seuils des sections efficaces est particulièrement importante, comme nous l'avons indiqué au § 3.2.2. On voit alors que les masses moyennes obtenues par notre méthode en début de propagation se démarquent notablement de celles obtenues avec dans l'approche PSB, du fait de la révision des sections efficaces, mais assez peu de celles correspondant à l'approche intermédiaire, car l'importance du chemin suivi passe au second plan. Ceci est cependant moins vrai lorsque les particules ont parcouru une distance assez grande, et que notre méthode a permis d'explorer un très grand nombre d'isotopes, auxquels n'ont accès ni la méthode PSB, ni la méthode intermédiaire, toutes deux équivalentes sur ce point. Il est intéressant de noter également que l'utilisation des sections efficaces PSB tend sous-estimer les longueurs d'interactions (on voit en effet que la grandeur  $\langle A \rangle$  chute plus tôt dans ce cas), car ces sections efficaces sont généralement trop grandes près des seuils. Le forçage du chemin PSB, en revanche, tend à surestimer les longueurs d'interaction moyennes. La raison en est cette fois que dans l'approche correcte à deux dimensions, on explore beaucoup plus de noyaux fragiles, qui tendent donc à se photo-dissocier plus vite.

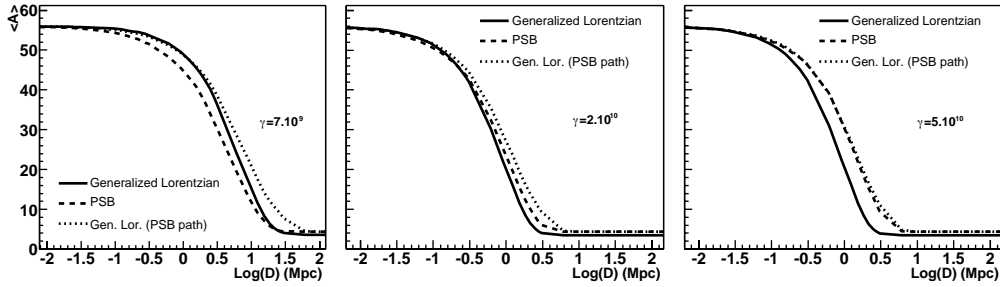


FIG. 3.8 – Évolution avec la distance parcourue de la masse moyenne des noyaux résiduels issus de la propagation de noyaux  $^{56}\text{Fe}$  de trois facteurs de Lorentz différents. De gauche à droite :  $\Gamma = 7 \cdot 10^9$  ( $E = 3.6 \times 10^{20}$  eV),  $\Gamma = 2 \cdot 10^{10}$  ( $E = 10^{21}$  eV),  $\Gamma = 5 \cdot 10^{10}$  ( $E = 2.61 \times 10^{21}$  eV).

Pour un facteur de Lorentz initial plus élevé (figure 3.8 au centre), les différences entre les différentes approches sont plus faibles. Ceci est dû au fait que le spectre des photons du CMB dans le référentiel du noyau est décalé vers les plus hautes énergies, et couvre donc une part plus grande de la section efficace, rendant moins crucial le problème de la gestion du seuil des réactions. Enfin, à plus haute énergie encore (figure 3.8 à droite), il apparaît clairement que c'est le problème du chemin suivi par les noyaux dans la carte nucléaire qui détermine principalement les interactions nucléaires. À ces énergies, les spectres de photons dans le référentiel du noyau couvrent l'ensemble de la GDR, de sorte que ce n'est plus que la section efficace intégrée qui est déterminante, et l'estimation de PSB apparaît tout à fait satisfaite. De fait, en remplaçant leurs sections efficaces par les nôtres, on ne modifie pratiquement pas l'évolution de  $\langle A \rangle$  avec la distance. Mais en contraignant les noyaux à ne suivre que le chemin le plus stable dans la carte des noyaux, on sous-estime la fragilité globale des produits de propagation, et ce faisant on surestime notablement les libres parcours moyens.

Cette étude, bien en amont de toute application astrophysique, montre que le traitement de la propagation des noyaux est grandement amélioré par le cadre nouveau que nous avons proposé, à la fois par sa plus grande précision (nouvelles sections efficaces) et par son plus grand réalisme (traitement bidimensionnel).

Pour finir ce tour d'horizon, nous montrons sur la figure 3.9 comment évolue avec la distance l'écart type de la distribution des masses des noyaux résiduels, à la suite des réactions de photo-dissociation, pour les mêmes valeurs du facteur de Lorentz que sur la figure 3.8. La définition retenue ici est la suivante :

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{\sum_i N_i (A_i - \langle A \rangle)^2}{\sum_i N_i}}. \quad (3.7)$$

Cette quantité est potentiellement très intéressante, car elle est reliée à une observable importante de la détection des gerbes atmosphériques engendrées par les RCUEs : l'amplitude des fluctuations de  $X_{\text{max}}$ , cette quantité désignant la position du maximum d'extension de la gerbe, en g/cm<sup>2</sup> parcourus dans l'atmosphère. Quoi qu'il en soit ce qu'on observe sur la figure 3.9 est aisé à comprendre. Au départ, on n'a affaire qu'au noyau initial – en l'occurrence du fer. Puis, progressivement, la diversité des noyaux augmente au hasard de l'émission de nucléons, et l'écart type de la distribution augmente.

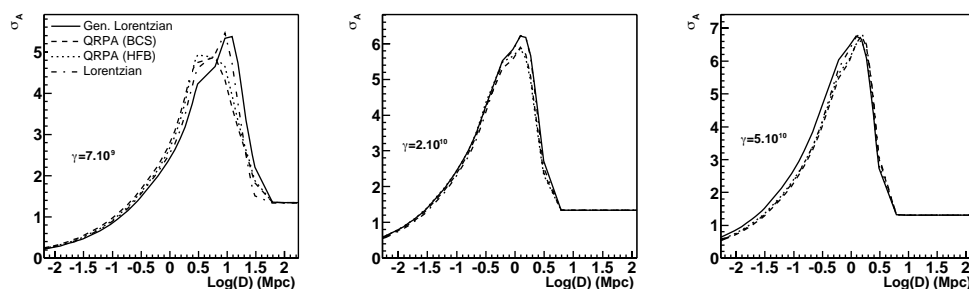


FIG. 3.9 – Évolution avec la dispersion de la masse des noyaux résiduels issus de la propagation de noyaux  $^{56}\text{Fe}$ , pour les trois mêmes facteurs de Lorentz qu'à la figure 3.8.

Finalement, la photo-érosion ayant fait son œuvre, il ne reste plus que des noyaux de faible masse, et ultimement des protons, de sorte que  $\sigma_1$  tend vers zéro (NB : dans les calculs correspondant à la figure, nous avons artificiellement stoppé la propagation lorsque les noyaux atteignaient des nombres de nucléons  $A \leq 4$ , qui nécessitent un traitement particulier que nous n'explicitons pas ici).

### 3.3 Phénoménologie des rayons cosmiques extragalactiques

#### 3.3.1 Une composition qui change tout !

On considère généralement que les rayons cosmiques les plus énergétiques sont des protons, soit par commodité, soit en faisant valoir que, le libre parcours moyen des noyaux ultra-énergétiques étant plus faible que celui des protons (cf. ci-dessus), ils sont détruits lors de leur propagation bien avant que les protons ne disparaissent (ou perdent leur énergie) en raison de l'effet GZK. C'est argument est juste, dans sa lettre, et nous pensons également qu'il y a de fortes chances pour que les rayons cosmiques d'énergie extrême soient essentiellement composés de protons. Mais s'il est appliqué avec légèreté, il peut conduire à une erreur de principe dont nous verrons ici qu'elle peut être lourde de conséquence. Cette erreur, c'est de considérer que dans la mesure où les rayons cosmiques ultra-énergétiques observés sont des protons (du moins dans ce type de modèles), il n'est pas réellement utile de s'intéresser aux noyaux. Or, comme c'est aussi le cas à basse énergie, la composition des particules *observées* n'est pas celle des rayons cosmiques *à leur source*. C'est même justement cet argument qui est avancé pour se concentrer sur les protons ! Ainsi, même si les noyaux ultra-énergétiques ne nous parviennent pas (ou peu), leurs produits de photo-dissociation sont susceptibles de modifier considérablement la forme du spectre à plus basse énergie, et l'on aurait bien tort de les négliger.

Dans ce paragraphe, nous montrerons comment la prise en compte des noyaux dans les sources de rayons cosmiques extragalactiques affecte la phénoménologie globale du rayonnement cosmique. Nous pouvons déjà annoncer le résultat. Dans un modèle sans noyaux lourds, les données observationnelles à haute énergie impliquent les caractéristiques suivantes :

- 1) le spectre source est en  $E^{-2.6}$  ou  $E^{-2.7}$ ,

- 2) la transition galactique/extragalactique se produit au-dessous de  $10^{18}$  eV,
- 3) la cheville est la manifestation du « creux des paires » dans le spectre des rayons cosmiques extragalactiques propagés (cf. § 2.4.1).

Dans un modèle avec noyaux (à la source), la situation change du tout au tout. Les caractéristiques phénoménologiques impliquées par les données deviennent les suivantes :

- 1') le spectre source est en  $E^{-2.2}$  ou  $E^{-2.3}$ ,
- 2') la transition galactique/extragalactique se produit au niveau de la cheville (vers  $3 \cdot 10^{18}$  eV),
- 3') la cheville est la manifestation de cette transition vers une composante de rayons cosmiques plus dure (moins pentue).

De telles différences sont loin d'être négligeables. Elles modifient en profondeur la vision que l'on peut avoir du rayonnement cosmique de haute énergie. Il ne nous appartient pas ici de trancher entre les deux types de modèles – protons seuls ou composition mixte –, mais il nous semble significatif que les caractéristiques d'un modèle mixte sont en bien meilleur accord avec une vision globale unifiée du rayonnement cosmique.

En premier lieu, il semble en effet plus naturel que les rayons cosmiques ultra-énergétiques contiennent aussi, à leur source, des noyaux. Les mécanismes d'accélération auxquels on peut naturellement penser ont la propriété commune d'accélérer le milieu interstellaire ambiant. C'est aussi très probablement le cas pour les sources du rayonnement cosmique de basse énergie, comme nous l'avons rappelé au § 3.1. Dès lors, supposer une composition source commune pour tous les rayons cosmiques semble l'hypothèse la plus naturelle, à défaut d'un modèle précis suggérant autre chose. En particulier, comment peut-on *a priori* concevoir que les sources de RCUEs parviennent à accélérer uniquement des protons, quand il n'y a pour ainsi dire aucun endroit dans l'univers où on ne rencontre pas, à côté des protons et totalement mélangés à eux, toute la panoplie des noyaux lourds produits par la nucléosynthèse galactique en progrès permanent. Les grands vides intergalactiques, non contaminés par l'évolution chimique galactique, pourraient faire exception. Mais quelle source d'énergie pourrait-on invoquer dans de tels environnements ? En résumé, sachant que tout mécanisme électromagnétique traite n'importe quel noyau exactement de la même façon, à rayon de Larmor égal, on voit mal comment les sources de RCUEs pourraient ne pas contenir de noyaux. Nous proposons donc de renverser complètement le point de vue dominant : en l'absence de modèle précis permettant de prédire clairement la composition source des RCUEs, c'est une composition similaire à celle des rayons cosmiques galactiques qu'il faut considérer comme naturelle, et le cas d'une source pure de protons comme atypique.

En second lieu, nous attirons l'attention sur le fait qu'un spectre source en  $E^{-2.6}$  ou  $E^{-2.7}$ , tel qu'obtenu dans le cas d'un modèle à protons seuls, est en quelque sorte une bizarrerie astrophysique. Aucun des mécanismes d'accélération habituellement considérés ne produit un spectre aussi pentu. De même, aucun rayonnement détecté dans les diverses sources astrophysiques connues ne semble provenir d'un spectre avec un indice logarithmique aussi grand (en valeur absolue). En revanche, un spectre en  $E^{-2.2}$  ou  $E^{-2.3}$  est non seulement beaucoup plus naturel sur le plan phénoménologique, puisqu'il est en fait identique à celui des rayons cosmiques de basse énergie (cf. § 2.2.4), mais il est aussi parfaitement conforme à ce qu'on attend, sur le plan théorique, des mécanismes d'accélération des particules dans un environnement relativiste (chocs relativistes, sursauts gamma, etc.). Or ce sont justement ces environnements qui sont le plus souvent avancés comme sources potentielles de rayons cosmiques ultra-énergétiques. L'unité remarquable qui pourrait donc ainsi se dégager est encore renforcée par l'étude

phénoménologique que nous présenterons au chapitre 9.

Enfin, la question de la transition entre le rayonnement cosmique galactique (RCG) et le rayonnement cosmique extragalactique (RCEG) trouve également une solution bien plus naturelle dans le cadre des modèles avec noyaux, puisqu'on a alors une transition de type « cheville », avec l'entrée en piste inévitable d'une composante sous-dominante à basse énergie, mais de spectre plus dur, plutôt qu'une transition de type « genou », avec les problèmes d'ajustements indispensables à la réalisation d'une jonction sans heurts dans le spectre (cf. la discussion du § 1.2).

Ainsi, ce n'est pas une, ni deux, mais bien trois caractéristiques majeures introduites par la considération des noyaux dans les sources du rayonnement cosmique ultra-énergétique qui se trouvent recevoir une explication plus naturelle dans le cadre des modèles que nous considérons ici, c'est-à-dire présentant à leur source une composition similaire à celle des rayons cosmiques de basse énergie. On aura noté au passage, une fois de plus, l'importance d'un regard global sur le rayonnement cosmiques, à toutes les énergies, et dans toutes ses dimensions spectrales... ;-)

Mais il convient maintenant de justifier les affirmations avancées ci-dessus, et pour cela de calculer les spectres propagés d'une distribution standard de sources ultra-énergétiques, avec ou sans noyaux. Nous utiliserons pour cela les modèles de propagation des protons et des noyaux décrits au chapitre précédent et plus haut dans le présent chapitre. Les résultats présentés ci-dessous ont fait l'objet de la publication d'une lettre dans le journal *Astronomy & Astrophysics* (Allard, et al., 2005, A&A Lett. sous presse). On voudra bien s'y reporter pour les détails et les références.

### 3.3.2 Modèles à protons seuls vs. modèles avec noyaux

Comme nous venons de le rappeler, en l'absence d'un modèle de source spécifique, le choix le plus naturel pour la composition source du rayonnement cosmique extragalactique consiste à opter pour la composition source des rayons cosmiques galactiques de basse énergie – la seule qui soit connue. Nous adopterons donc cette composition générique, mais en nous laissant la possibilité de l'adapter en fonction du spectre source des rayons cosmiques. Nous noterons  $\alpha$  et  $\beta$  respectivement les indices spectraux logarithmiques des RCG (galactiques) et des RCEG (extragalactiques).

Convertissant les rapports d'abondance différentiels à une *énergie par nucléon* ( $E/A$ ) donnée,  $x_i$ , en rapports à une *énergie* donnée,  $\xi_i = x_i A_i^{\alpha-1}$ , où  $\alpha \sim 2.3$  est l'indice spectral à basse énergie, on a pour le spectre source des noyaux  $i$  dans le RCG :  $N_i(E) \propto \xi_i E^{-\alpha}$ . Si les rayons cosmiques extragalactiques sont accélérés à partir du milieu interstellaire par un processus électromagnétique similaire, il n'est pas déraisonnable de leur supposer un spectre semblable. On aurait alors  $\alpha = \beta$ , et pour spectre d'injection du noyau  $i$  dans le RCEG :  $N_i(E) \propto x_i A_i^{\beta-1} E^{-\beta}$ . Nous voulons toutefois explorer d'autres spectres sources, notamment avec des indices plus élevés, afin de comparer nos résultats avec ceux obtenus dans le cadre de modèles à protons seuls, dont on sait qu'ils nécessitent un indice spectral  $\beta \simeq 2.6-2.7$  pour reproduire les données observationnelles à haute énergie. Nous étudierons donc également des cas où  $\alpha \neq \beta$ , mais où les abondance relatives à la source sont les mêmes que celles du RCG, de sorte que pour les noyaux  $i$  du RCEG, le spectre source sera  $N_i(E) \propto x_i A_i^{\alpha-1} E^{-\beta}$ . Notons que bien que nous explorerons des valeurs formelles de  $\alpha$  comprises 0 and 2.7, les valeurs physiquement motivées sont typiquement  $\alpha = \beta \sim 2.2 - 2.3$ , comme rappelé plus haut.

Outre la pente du spectre source, nous devons préciser l'énergie maximale injectée dans les sources pour les différents noyaux. Nous appuyant sur les propriétés des mécanismes d'accélération électromagnétiques, nous supposerons que l'accélération n'est

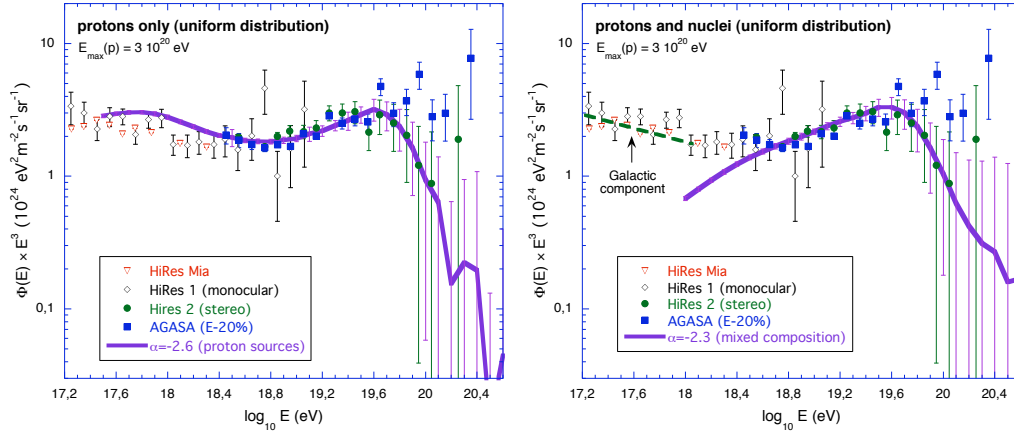


FIG. 3.10 – Spectres propagés des rayons cosmiques ultra-énergétiques, comparés aux données observationnelles. À gauche : meilleur ajustement pour un modèle à protons seuls, obtenu pour un spectre source d’indice logarithmique  $\beta = 2.6$ . À droite : meilleur ajustement pour un modèle à composition mixte, similaire à celles des rayons cosmiques galactiques ( $\alpha = \beta$ ), obtenu pour un spectre source d’indice logarithmique  $\beta = 2.3$ . Une composante galactique est alors nécessaire jusqu’à la cheville.

pas limitée par des processus de pertes qui pourraient affecter différemment les divers noyaux, et par conséquent que l’énergie maximale des diverses espèces nucléaires d’écrit :

$$E_{\max}({}^A_ZX) = Z \times E_{\max}({}_1^1H), \quad (3.8)$$

prenant acte de ce que les noyaux de même rayon de Larmor se comportent de manière exactement identique. Nous prendrons dans la suite  $E_{\max}({}_1^1H) = 3 \cdot 10^{20}$  eV, mais nos explorations montrent que ce paramètre n’est pas crucial et qu’on obtient des résultats tout à fait similaires dès l’instant que  $E_{\max}({}_1^1H) \gtrsim 10^{20}$  eV.

Avec ces ingrédients, il nous suffit maintenant d’appliquer notre modèle de propagation Monte-Carlo pour calculer les spectres « toutes particules » propagés correspondant à une distribution uniforme de sources. Pour un modèle à protons seuls, l’unique paramètre libre est la pente du spectre source,  $\beta$ . D’après nos calculs, le meilleur ajustement aux données correspond à  $\beta = 2.6$  (voir figure 3.10a), en excellent accord avec les résultats d’autres groupes. Comme on le voit, dans un modèle de ce genre le « creux de paires » est en mesure d’expliquer la structure spectrale connue sous le nom de « cheville », vers  $10^{18.5}$  eV. Dans ce type de modèles, la transition galactique/extragalactique a donc lieu à plus basse énergie, disons vers  $5 \cdot 10^{17}$  eV, au niveau du second genou, comme l’ont proposé certains auteurs.

Dans le cas d’un modèle avec noyaux, supposer une composition source analogue à celle du rayonnement cosmique galactique revient à écrire  $\alpha = \beta$ , de sorte qu’il n’y a à nouveau qu’un seul paramètre libre. Le meilleur ajustement aux données est alors obtenu avec un spectre source d’indice logarithmique  $\beta = 2.3$ , comme le montre la figure 3.10b. Dans ce cas, la composante extragalactique ne peut rendre compte que des rayons cosmiques au-delà de la cheville, qui retrouve ainsi son interprétation naturelle de transition entre les composantes RCG et RCEG.

Ces deux figures suffisent à justifier l’affirmation faite au paragraphe 3.3.1, et à motiver notre enthousiasme pour une révision de la phénoménologie du rayonnement



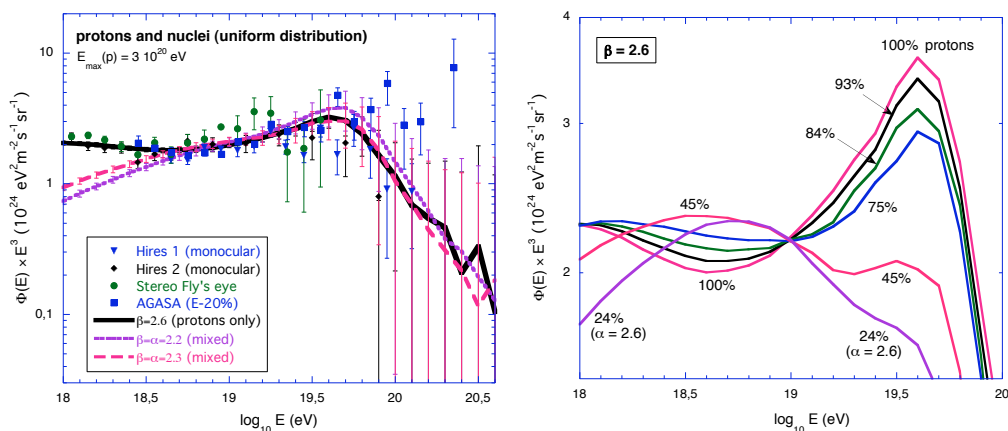


FIG. 3.11 – À gauche : Comparaison des spectres propagés correspondant aux meilleurs modèles, avec ou sans noyaux, montrés séparément sur la figure 3.10. Un modèle avec  $\alpha = \beta = 2.2$  a été ajouté, avec des résultats similaires. Spectres propagés des rayons cosmiques ultra-énergétiques, comparés aux données observationnelles. À droite : évolution du spectre propagé avec la fraction de protons dans les sources de RCEG (voir texte), pour un spectre source en  $E^{-2.6}$ .

cosmique extragalactique à la lumière des résultats obtenus avec les noyaux. L'égale excellence des deux modèles quant à la reproduction des flux mesurés à haute énergie<sup>1</sup> est attestée par la figure 3.11a, où nous avons superposé les spectres propagés correspondants (ainsi que le résultat du modèle  $\alpha = \beta = 2.2$ , montrant un accord similaire). Mais nous rappelons ici que la situation « avec noyaux » est à tous égards la plus naturelle, et de loin...

Pour illustrer encore le changement de comportement du spectre autour de la cheville induit par la prise en compte des noyaux, nous avons porté sur la figure 3.11b les spectres propagés pour un spectre source en  $E^{-2.6}$ , correspondant donc au meilleur ajustement dans le cas de protons seuls, mais en faisant progressivement varier l'abondance des noyaux lourds. On voit que le « creux des paires » associé à la propagation des protons ultra-énergétiques dans le CMB est rapidement comblé par les noyaux secondaires (protons et noyaux légers, pour la plupart) résultant de la photo-dissociation des noyaux lourds d'énergie supérieure à leur seuil GZK (cf. ci-dessus). Les proportions de noyaux indiquées sur la figure correspondent aux abondances intégrées au-dessus de  $10^{18} \text{ eV}$ . Un modèle qui aurait un spectre source en  $E^{-2.6}$  et une composition similaire à celle du RCG, c'est-à-dire avec  $\alpha = \beta$ , aurait une fraction de protons de 24% au-dessus de  $10^{18} \text{ eV}$ , et l'on voit clairement sur la figure 3.11b qu'il serait totalement incapable de reproduire les données observationnelles à haute énergie, puisque la cheville apparaîtrait en réalité inversée – comme un bosse, et non comme un creux –, et que la coupure GZK, fortement influencée par les noyaux, interviendrait dès  $10^{19.5} \text{ eV}$ , en complet désaccord avec toutes les mesures. En fait, dès que les noyaux sont plus abondants qu'environ 15%, le modèle à pente raide,  $\beta \simeq 2.5$  est intenable.

<sup>1</sup>On fait bien sûr ici abstraction de l'éventuelle violation de la coupure GZK suggérée par les données d'AGASA, qu'aucun modèle de ce type n'est de toute façon en mesure d'expliquer.

### 3.4 Conclusion

En guise de conclusion de ce chapitre sur la composition du rayonnement cosmique, nous invitons une fois de plus à considérer la richesse exceptionnelle d'une si vaste problématique, capable de tirer avantage de rapprochements effectués entre des domaines d'énergie séparés par douze ordres de grandeur. L'étude de la propagation des rayons cosmiques dans l'espace des noyaux est particulièrement enrichissante, à condition de la coupler avec l'étude du spectre d'énergie. Nous y reviendrons encore à propos de la nucléosynthèse des éléments légers. Nous nous sommes limités, dans ce chapitre, à présenter quelques résultats significatifs liés à la propagation des noyaux ultra-énergétiques, dont nous avons également présenté la reformulation complète que nous avons été amenés à proposer, bénéficiant de progrès récents intervenus en physique nucléaire. L'interdisciplinarité du rayonnement cosmique, déjà maintes fois évoquée, y aura trouvé une illustration intéressante.

D'autres résultats importants peuvent être tirés de ce type d'étude, mais des contraintes d'espace nous empêchent d'en faire mention ici. Nous pensons notamment à la prédiction d'observables primaires liées à la détection de rayons cosmiques de haute énergie, comme la hauteur du maximum de développement des gerbes atmosphériques et ses fluctuations, en fonction de l'énergie. Un article en préparation fera également état de résultats obtenus sur l'émission de neutrinos au cours des réactions de photodissociation intervenant dans la propagation des noyaux ultra-énergétiques, ce qui établit un lien potentiellement riche entre ces deux aspects importants de la physique des astroparticules. Nous reviendrons également sur la propagation des noyaux de très haute énergie dans le chapitre suivant, pour montrer comment la réflexion sur le spectre angulaire des rayons cosmiques pourrait conduire à une identification de la composition des RCUEs de manière totalement indépendante de l'étude des gerbes atmosphériques proprement dites, et avec des résultats potentiellement plus fiables.

Enfin, nous donnons rendez-vous au lecteur au chapitre 9 pour retrouver un des résultats présentés ci-dessus (à savoir que le spectre source favorisé par les données est d'indice 2.3 si les noyaux ne sont pas négligés) et explorer toute la dimension qu'il peut prendre dans une approche phénoménologique originale du rayonnement cosmique...



## Chapitre 4

# Le spectre angulaire des rayons cosmiques

Dans ce dernier chapitre de notre première partie consacrée aux trois dimensions spectrales du rayonnement cosmique, nous nous penchons sur la distribution angulaire des particules énergétiques, dont la structure est gouvernée essentiellement par leurs interactions avec le champ magnétique interstellaire et intergalactique. Nous verrons en particulier comment les inhomogénéités de ce champ tendent à isotropiser les rayons cosmiques, et comment elles contrôlent leur diffusion dans l'espace, avec une dépendance en énergie qui revêt une importance capitale pour la phénoménologie du rayonnement cosmique. Nous verrons également comment, en augmentant l'énergie des particules, on passe progressivement d'un régime de propagation diffusif à un régime essentiellement balistique, et pourquoi nous pensons que le vieux rêve d'une « astronomie proton » devrait se concrétiser prochainement. Nous montrerons sur quelques exemples précis quelles avancées une telle astronomie pourrait permettre dans l'étude du rayonnement cosmique ultra-énergétique, mais aussi en astrophysique générale, notamment dans la connaissance des champs magnétiques extragalactiques. Pour obtenir ces résultats nous avons développé un code de calcul de la propagation des particules dans l'espace géométrique, qui complète les codes décrivant la propagation dans l'espace des énergies et dans l'espace des noyaux, décrits respectivement aux chapitres 2 et 3. Nous en donnerons très brièvement le principe.

### 4.1 Champs magnétiques et particules chargées

#### 4.1.1 Isotropisation *vs* astronomie proton

Nous avons vu au chapitre 1 que l'épaisseur de matière traversée par les rayons cosmiques de basse énergie entre leurs sources et la Terre était de l'ordre de  $10 \text{ g/cm}^2$ . C'est très nettement supérieur à l'épaisseur massique de la galaxie :  $X = n \times D \lesssim 1 \text{ atome/cm}^3 \times 30 \text{ kpc} \simeq 0.15 \text{ g/cm}^2$ . Une conclusion s'impose : les rayons cosmiques de basse énergie ne se déplacent pas en ligne droite dans le milieu interstellaire ! Il n'y a certes pas là matière à nous surprendre, puisque les champs magnétiques qu'on y rencontre, de l'ordre de quelques microgauss, confèrent à ces rayons cosmiques des rayons de Larmor bien inférieurs aux dimensions caractéristiques de la galaxie (cf. Eq. 4.1). C'est d'ailleurs la principale raison pour laquelle nous ignorons toujours l'ori-

gine du rayonnement cosmique, un siècle après leur découverte et en dépit d'efforts théoriques et observationnels intenses : en incurvant la trajectoire des rayons cosmiques, les champs magnétiques interdisent tout pointage de source, apanage de l'astronomie. Leur caractère éminemment chaotique, sur des échelles allant de  $10^8$  cm à  $10^{20}$  cm (Armstrong, *et al.*, 1995), rend en outre inconcevable d'intégrer les trajectoires à l'envers pour "rétropropager" les particules. L'isotropisation des rayons cosmiques galactiques est en fait si efficace qu'il est pratiquement impossible de détecter même une faible anisotropie de grande échelle angulaire, qui pourrait encore fournir des informations précieuses sur la distribution des sources dans la galaxie.

Mais l'effet des champs magnétiques sur les rayons cosmiques dépend d'abord de leur rigidité, les particules de plus haute énergie subissant des déflexions plus faibles. Aussi s'attend-on à ce que « l'astronomie proton », c'est-à-dire le pointage effectif de source à l'aide des rayons cosmiques, finisse par devenir possible dans la partie la plus haute de leur spectre d'énergie, et c'est donc vers cette région du spectre que nous nous tournerons principalement ici. Mais auparavant, et pour insister à nouveau sur l'unité fondamentale du phénomène « rayons cosmiques », nous exposerons quelques résultats obtenus sur la diffusion des particules énergétiques dans des champs magnétiques chaotiques, qui s'appliquent à tous les domaines d'énergie et qui nous donnerons l'occasion d'évoquer un point important dont nous ferons usage au chapitre 5.

### 4.1.2 Interactions résonantes avec les champs magnétiques

Sans chercher même à effleurer le vaste sujet de l'interaction des particules chargées avec les champs magnétiques, dont les détails nous entraîneraient jusque dans les profondeurs de la physique des plasmas, nous pouvons simplement rappeler que la force de Lorentz impose à toute particule chargée un mouvement circulaire dans le plan perpendiculaire au champ  $\mathbf{B}$ , dont le rayon est appelé « rayon de Larmor » ou « rayon de giration », et s'écrit :

$$r_L = \frac{E}{qB} \simeq 1.1 \text{ kpc} \times \frac{E_{\text{EeV}}}{ZB_{\mu\text{G}}}. \quad (4.1)$$

où  $E_{\text{EeV}}$  est l'énergie de la particule en EeV (i.e  $10^{18}$  eV),  $Z$  est sa charge, et  $B_{\mu\text{G}}$  est la valeur du champ en microgauss. Tel est donc le paramètre clé qui gouverne entièrement le transport des particules, de sorte que deux rayons cosmiques ayant la même rigidité suivront exactement la même trajectoire (si on néglige les pertes d'énergies qui, elles, sont spécifiques à chaque noyau). La composante du champ magnétique parallèle à la vitesse des particules, on le sait également, n'a aucune influence sur leur mouvement, de sorte qu'en règle générale la trajectoire d'une particule dans un champ magnétique homogène et constant sera une spirale d'angle constant autour de la direction des lignes de champ. On appelle cet angle le *pitch angle*.

Mais comme nous l'avons dit, les champs magnétiques du milieu interstellaire présentent des inhomogénéités à diverses échelles, que l'on peut se représenter simplement comme des perturbations des lignes de champs, comme illustré sur la figure 4.1. Deux situations extrêmes se présentent alors (en haut et au centre sur la figure). Si le rayon de Larmor des particules est beaucoup plus petit que la longueur d'onde des perturbations magnétiques, les trajectoires demeureront essentiellement des spirales à petite échelle, épousant les ondulations des lignes de champs. Si au contraire le rayon de Larmor est grand devant l'échelle des inhomogénéités, les particules poursuivront une trajectoire semblable à celle qu'elles auraient en l'absence de perturbations, n'étant sensible en pratique qu'au champ moyen.

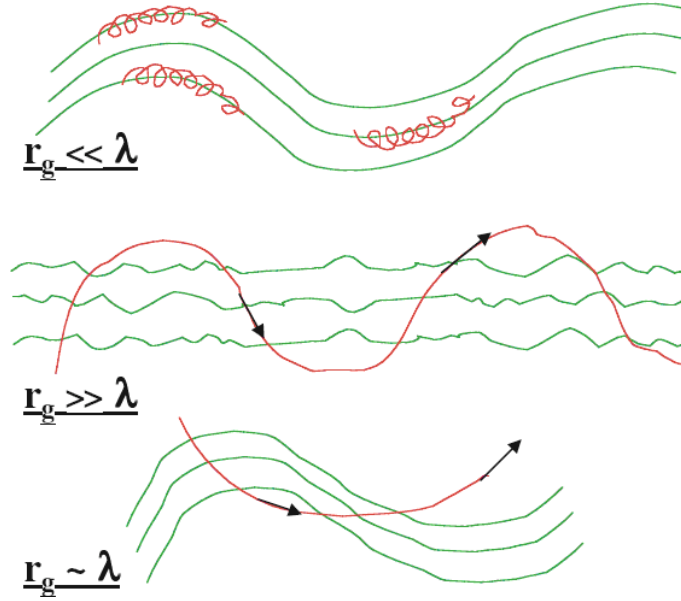


FIG. 4.1 – Représentation schématique de l'interaction d'une particule chargée avec des inhomogénéités magnétiques, correspondant à des perturbations des lignes de champ. Respectivement, de haut en bas, pour un rayon de giration très inférieur, très supérieur, et comparable à la longueur d'onde des perturbations. Dans ce dernier cas, une interaction résonante a lieu, qui modifie significativement le pitch-angle de la particule, et autorise un transfert d'énergie et une diffusion spatiale.

La situation intermédiaire est celle qui présente le plus d'intérêt pour la diffusion des particules chargées, puisqu'elle correspond à une situation de résonance dans laquelle le mouvement orbital des particules coïncide avec la longueur des perturbations magnétiques. Dans ce cas, pour le dire très naïvement, les particules commençant à tourner autour d'une ligne de champ donné se retrouvent, après un demi-tour, autour d'une autre ligne de champ, décalée, et si la phase du champ est justement accordée sur le mouvement orbital, des effets de grande ampleur peuvent avoir lieu, induisant à la fois une modification du pitch-angle et une dérive du centre de guidage (le point virtuel autour duquel tournent les particules, dans leur mouvement de Larmor). Cette représentation intuitive, mais naïve, peut être rendue plus solide en étudiant l'interaction microscopique des particules avec les ondes MHD (ondes d'Alfvén ou ondes magnéto-soniques), mais nous ne l'aborderons pas ici.

### 4.1.3 Diffusion des particules

Quoi qu'il en soit, on comprend que ces interactions résonantes conduisent à un changement de trajectoire significatif et pratiquement aléatoire. C'est la raison pour laquelle le transport des particules chargées dans un champ magnétique turbulent s'apparente à un phénomène de diffusion, que l'on peut modéliser comme une marche aléatoire de libre parcours moyen  $\lambda_s$ , au bout duquel la direction de propagation des particules est en moyenne décorrélée de la direction initiale. On sait que le coefficient de diffusion s'écrit alors  $D \simeq \frac{1}{3} \lambda_s v$ , et toute la question est de déterminer ce libre parcours moyen. En

raison de la nature continue des trajectoires des particules chargées, et par définition même du rayon de Larmor, il est clair que ce libre parcours moyen ne peut pas être plus petit que  $r_L$ . Mais compte tenu du mécanisme de déflexion résonante évoqué ci-dessus, on comprend que dans un cas optimal, la condition  $\lambda_s = r_L$  puisse être pratiquement réalisée. Ce cas limite est souvent invoqué en astrophysique, notamment parce qu'il permet d'atteindre les énergies les plus élevées dans les mécanismes d'accélération par onde de choc. Le coefficient de diffusion qui lui correspond est appelé « coefficient de Bohm », et représente donc une limite inférieure absolue (du moins en turbulence isotrope). Pour des particules relativistes, il vaut :

$$D_B(E) = \frac{1}{3} r_L(E) \times c \simeq (3.3 \times 10^{22} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) \times E_{\text{GeV}} \times B_{\mu\text{G}}^{-1}, \quad (4.2)$$

où l'on notera la dépendance caractéristique en  $E$ , qui est ici une simple relation de proportionnalité.

Un tel régime de diffusion ne peut cependant être atteint que dans des conditions extrêmement particulières, qui ne sauraient être réunies dans le milieu interstellaire ou intergalactique ordinaire. Dans ces milieux, le coefficient de diffusion est en réalité beaucoup plus grand, ce qu'on peut comprendre en disant que, si les interactions résonantes se déroulent en effet sur une échelle de longueur de l'ordre de  $r_L$ , lorsqu'elles se produisent, pour autant les particules n'en subissent pas une à chaque fois qu'elles parcourent cette distance. Plus précisément encore, dans une situation de turbulence développée dans laquelle le champ magnétique est effectivement perturbé "partout" et à toutes les échelles, la question de la détermination du coefficient de diffusion revient en quelque sorte à se demander *quel rayon de Larmor* il convient d'introduire dans l'expression 4.2. Puisque les particules n'interagissent pas avec les longueurs d'onde plus grande ou plus petite que leur rayon de Larmor (cf. Fig. 4.1), on conçoit intuitivement que le rayon de Larmor intervenant dans le coefficient de diffusion doit être calculé à partir de la valeur du champ magnétique à l'échelle résonante. Or c'est la nature même d'une situation de turbulence que de distribuer la puissance magnétique de façon différente aux différentes échelles. Dans une situation typique de turbulence magnétique de type Kolmogorov, on aura ainsi un champ effectif plus faible à petite échelle, c'est-à-dire un rayon de Larmor plus grand, et finalement un coefficient de diffusion plus élevé.

La théorie de la diffusion des particules dans un champ magnétique turbulent est en fait relativement bien connue, du moins dans le régime quasilineaire correspondant à des fluctuations faibles du champ magnétique :  $\delta B/B \ll 1$ . On démontre assez facilement que pour un spectre de turbulence en loi de puissance (en fonction du nombre d'onde  $k = 2\pi/\lambda$ ), et pour des énergies suffisamment faibles pour que le rayon de Larmor soit petit devant la longueur de cohérence du champ,  $\lambda_c$ , on a :

$$D(E) \simeq \frac{1}{3} r_L c \times \frac{\langle B^2 \rangle}{\int_{1/r_L}^{\infty} dk B^2(k) k^2} \quad (r_L \ll \lambda_c). \quad (4.3)$$

Pour un spectre de type Kolmogorov, on a  $B^2(k) k^2 \propto k^{-5/3}$ , de sorte que le coefficient de diffusion suit une loi de proportionnalité caractéristique en  $D(E) \propto E^{1/3}$ . Ces considérations sont particulièrement importantes pour la phénoménologie du rayonnement cosmique, car la dépendance en énergie du coefficient de diffusion conditionne directement la dépendance en énergie du temps de confinement des rayons cosmiques dans la galaxie, et finalement la pente du spectre observé (voir § 2.2.4). Comme nous le verrons ci-dessous, nos simulations numériques permettent de retrouver cette dépendance

en énergie caractéristique de la turbulence de type Kolmogorov, y compris dans des situations où le champ est purement chaotique, c'est-à-dire où  $\delta B/B = 1$  (cf. aussi l'article précurseur de Casse, *et al.*, 2002).

Le mode de diffusion devient très différent à plus haute énergie, lorsque le rayon de Larmor dépasse l'échelle maximale de la turbulence. En effet, en vertu des considérations ci-dessus, la diffusion ne peut plus être résonante, et si les particules finissent par être défléchies significativement, ce n'est que par la combinaison aléatoire des petites déflexions subies par les particules dans chaque « cellule de champ », d'une taille égale à la longueur de cohérence de ce champ. Ainsi, sur une distance  $\lambda_c$ , la déflexion angulaire est de l'ordre de  $\delta\theta = \lambda_c/r_L$ . Chaque cellule conduisant par définition à une déflexion dans une direction arbitraire, on assiste à un processus de diffusion dans l'espace des angles, au cours duquel la déviation moyenne de trajectoire, comme dans tout processus diffusif, croît proportionnellement à la racine carrée du nombre de cellules parcourues. On a ainsi, après  $N$  cellules traversées,  $\Delta\theta \sim \delta\theta\sqrt{N}$ , d'où l'on déduit qu'il faut traverser environ  $N \sim (1/\delta\theta)^2$  cellules pour obtenir des déviations significatives (de l'ordre de 1 radian). Le libre parcours moyen s'écrit donc  $\lambda_s \sim \lambda_c \times \delta\theta^{-2} \sim r_L^2/\lambda_c$ , et comme  $r_L \propto E$ , on obtient finalement une dépendance du coefficient de diffusion en  $D(E) \propto \lambda_s \propto E^2$ .

Les résultats numériques que nous avons obtenus confirment ces estimations théoriques, et permettent en outre de décrire en détail l'établissement du régime de diffusion. Ces propriétés nous permettront de faire des prédictions intéressantes concernant la phénoménologie du rayonnement cosmique à très haute énergie, et nous les décrirons donc brièvement ci-dessous, au § 4.2. Mais auparavant, il nous faut encore donner quelques précisions sur les anisotropies du rayonnement cosmique, puisque c'est sa distribution angulaire qui nous occupe dans ce chapitre.

#### 4.1.4 Anisotropie du rayonnement cosmique

Nous avons dit plus haut que l'apparente isotropie du rayonnement cosmique était due à l'établissement d'un régime de propagation diffusive pour les particules de relativement basse énergie dans le milieu interstellaire. Il est clair que l'isotropisation sera d'autant plus parfaite que le coefficient de diffusion sera faible, mais comme nous venons de voir que ce dernier augmentait avec l'énergie, on peut espérer que l'anisotropie du rayonnement cosmique finisse par être mesurable à haute énergie. Elle devrait même être extrêmement marquée à la limite de confinement de notre galaxie, puisque, les rayons de Larmor des particules étant alors supérieurs à la distance qui nous sépare des sources, on devrait observer ces particules directement dans la direction de leurs sources. Ainsi, à moins que les sources elles-mêmes soient distribuées isotropiquement – ce qui est peu probable (mais voir § 1.3.5) –, on s'attend en fait à trouver des amplitudes d'anisotropie de l'ordre de 1. Or il n'en est rien. Nous avons déjà indiqué l'importance que revêtait pour nous ces questions, et les informations que nous espérons pouvoir en tirer sur la phénoménologie générale du rayonnement cosmique. Nous ne pouvons nous y attarder ici, mais on peut supposer que si les rayons cosmiques au niveau de la cheville (c'est-à-dire près de la limite de confinement attendue) sont si isotropes, c'est soit qu'ils sont en réalité dominés par une composante extragalactique, naturellement plus isotrope (les sources étant alors plus lointaines), soit qu'ils se composent essentiellement de noyaux lourds, de charge plus élevée et donc de rayon de Larmor plus faible, et qu'ils sont alors loin de leur limite de confinement. Quoi qu'il en soit, nous pensons qu'il y a là des informations importantes qui n'ont pas encore été suffisamment exploitées.

Nous avons rappelé ci-dessus le lien entre la dépendance en énergie du coefficient de diffusion, d'indice  $\delta$  (i.e.  $D(E) \propto E^\delta$ ), et l'indice logarithmique du spectre source



des rayons cosmiques,  $\alpha$ . La forme du spectre observé nous enseigne seulement que  $\alpha + \delta \simeq 2.7$ , mais si nous pouvions contraindre  $\delta$ , nous en déduirions les informations les plus précieuses sur le spectre source et sur le mécanisme d'accélération du rayonnement cosmique. Or une telle contrainte peut en principe être tirée de l'étude des anisotropies.

Dans un modèle simple où les sources sont distribuées de façon homogène dans un disque d'épaisseur  $2h$  et où les rayons cosmiques sont confinés dans un halo de hauteur  $H$ , l'anisotropie à une distance  $z$  au-dessus du plan galactique ( $z < h$ ) peut être estimée comme étant d'amplitude  $\xi \simeq 3D/cH \times z/h$ . Nous avons dit qu'aucune anisotropie n'était détectable à basse énergie, et ce n'est en effet pas surprenant compte tenu de la faiblesse de  $D$ . Mais dans le domaine d'énergie  $10^{12}$ – $10^{14}$  eV, des observations approfondies ont permis de mesurer une anisotropie très faible, avec une amplitude de première harmonique en ascension droite de l'ordre de  $\xi \simeq 5 \cdot 10^{-4}$  (Aglietta et al., 1993; Alekseenko et al., 1993). Cette seule contrainte est déjà très intéressante, car elle met en difficulté pratiquement tous les modèles de propagation des rayons cosmiques sauf un, qui est un modèle où la ré-accélération des rayons cosmiques pendant leur transport est prise en compte de manière auto-consistante, et qui est à nos yeux le plus naturel (cf. Jones, *et al.*, 2001). Tous les autres modèles tendent à prédire des anisotropies bien plus élevées dans cette gamme d'énergie. Il est alors particulièrement significatif que ce modèle parvienne à rendre compte des différentes contraintes observationnelles liées à la composition du rayonnement cosmique à condition que le spectre source soit approximativement en  $E^{-2.35}$ , et le temps de confinement en  $E^{-0.36}$ . Le coefficient de diffusion sous-jacent serait alors en  $E^{0.36}$ , très proche de la valeur attendue pour un spectre de turbulence magnétique de type Kolmogorov.

Nous reviendrons au chapitre 5 sur ce résultat important, mais nous voulons encore ajouter que la dépendance en énergie du coefficient de diffusion devrait pouvoir être obtenue directement à partir de l'évolution de l'amplitude des anisotropies avec l'énergie. Compte tenu de leur extrême faiblesse, les données manquent malheureusement pour suivre cette évolution en détail. Mais les mesures effectuées à très haute énergie, vers  $10^{16}$ – $10^{17}$  eV, semblent indiquer qu'un coefficient de diffusion en  $E^{0.6}$  ou  $E^{0.7}$ , comme impliqué par de nombreux modèles, est en contradiction avec les données observationnelles sur l'anisotropie, tandis qu'un modèle en  $E^{1/3}$  apparaît pertinent (cf. chapitre 5 et la figure 5.1b). Dans la mesure où cette contrainte est indépendante de celle apportée par les rapports d'éléments secondaires/primaires à basse énergie, il conviendra d'y accorder une attention soutenue.

## 4.2 Établissement du régime diffusif

### 4.2.1 Expérience de diffusion numérique

Afin de traiter convenablement le transport des particules dans l'espace géométrique, nous avons développé un code numérique de type Monte-Carlo permettant de suivre les trajectoires des particules influencées par la force de Lorentz (et pouvant inclure, bien sûr, les pertes d'énergie et les transmutations nucléaires). Denis Allard en a assuré brillamment la programmation et la mise en œuvre, au cours de sa thèse (IPN Orsay, 2001–2004).

Nous portons sur la figure 4.2 quelques exemples de trajectoires qui, mieux qu'un long discours, illustrent la situation. Le champ magnétique utilisé est purement turbulent (c'est-à-dire de moyenne nulle) avec un spectre de type Kolmogorov. Le champ carré moyen est ici de 10 nG, avec une échelle maximale  $L_{\max} = 1/k_{\min} = 1$  Mpc, et les

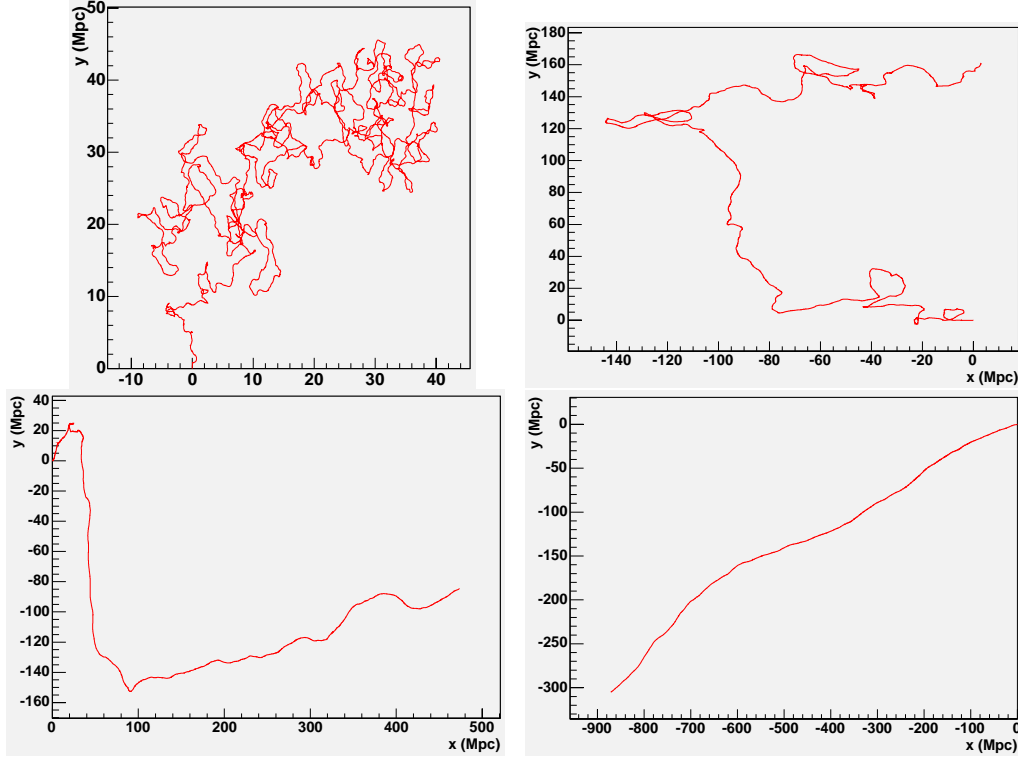


FIG. 4.2 – Exemples de trajectoires de particules chargées dans des champs magnétiques turbulents. On a utilisé un champ de 10 nG, de longueur principale de turbulence  $L_{\max} = 1$  Mpc, et des protons d'énergie  $10^{18.5}$  eV (en haut à gauche),  $10^{19}$  eV (en haut à droite),  $10^{19.5}$  eV (en bas à gauche),  $10^{20}$  eV (en bas à droite).

particules se propageant sont des protons de  $10^{18.5}$  eV,  $10^{19}$  eV,  $10^{19.5}$  eV et  $10^{20}$  eV. Il est inutile d'indiquer quelle énergie correspond à quelle figure : comme on s'y attend, plus la particule est énergétique, moins sa trajectoire est “entortillée”. Notons encore que ces trajectoires pourraient tout aussi bien correspondre à d'autres noyaux à d'autres énergies, dans un champ turbulent d'une autre intensité et avec une autre longueur de cohérence, pourvu que les rayons de Larmor soient les mêmes et que le rapport  $r_L/L_{\max}$  soit identique. En lisant la figure dans le sens des énergies croissantes, on assiste en fait au mécanisme de perte de confinement. Dans le sens opposé, on voit au contraire s'établir le régime diffusif, et c'est sur ce mécanisme que nous nous pencherons en premier lieu.

Précisons d'abord pour mémoire que le champ magnétique est représenté dans notre programme par la somme de  $N_m$  modes, comme recommandé par Giacalone & Jokipii (1999) :

$$B = \sum_1^{N_m} A_{k_n} \hat{\xi}_n \exp(ik_n z'_n + i\beta_n), \quad (4.4)$$

où  $\hat{\xi}_n = \cos \alpha_n \hat{x}'_n + i \sin \alpha_n \hat{y}'_n$ ,  $\alpha_n$  et  $\beta_n$  sont des phases aléatoires (choisies une fois pour toutes) et  $[x'_n, y'_n, z'_n] = [\mathcal{R}(\theta_n, \phi_n)] \times [x, y, z]$  sont les coordonnées obtenues par une rotation de référentiel portant l'axe  $z$  dans la direction de la  $n^{\text{ième}}$  onde qui contribue au

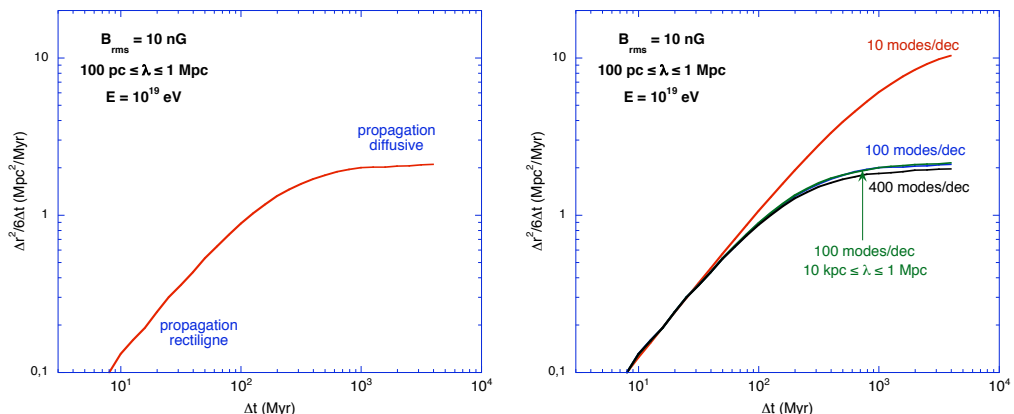


FIG. 4.3 – À gauche : coefficient de diffusion effectif instantané (CDEI),  $\Delta r^2/6\Delta t$ , en fonction du temps écoulé, pour un proton de  $10^{19}$  eV dans un champ de 10 nG. À droite : idem, avec une description du champ incluant différents nombres de modes par décade de longueur d'onde (dans la gamma indiquée).

champ (i.e.  $\mathbf{k}_n$  est dans la direction  $[\theta_n, \phi_n]$ , également choisi aléatoirement). L'amplitude  $A(k_n)$  est déterminée en fonction de  $\|\mathbf{k}_n\|$  suivant l'hypothèse que l'on veut faire sur le type de turbulence. En général, nous choisissons un spectre de Kolmogorov s'étalant sur des longueurs d'onde comprises entre  $\lambda_{\min}$  et  $\lambda_{\max}$ . Cette modélisation oblige à calculer la valeur du champ magnétique à chaque pas de temps, à l'endroit où se trouve la particule, ce qui peut impliquer des temps de calculs relativement long dans le cas où l'on représente le champ avec une grande précision, c'est-à-dire en sommant un grand nombre de modes. Mais nous préférons cette approche à l'approche par transformée de Fourier (e.g. Casse, *et al.*, 2002) où le champ est calculé une fois pour toute en début de programme, ce qui réduit le temps de calcul mais ne permet qu'une description relativement grossière du champ. Nos simulations ayant montré qu'une description détaillée du champ était essentielle, nous avons opté pour l'autre méthode.

Ayant défini un champ aléatoirement, une expérience de diffusion numérique peut débuter. Il s'agit, exactement dans l'esprit de Casse, *et al.* (2002), de lancer un grand nombre de particules (en l'occurrence 5 000) et d'en suivre le déplacement en fonction du temps, et de calculer la valeur moyenne de  $\Delta r^2/6\Delta t$  – que nous appellerons « coefficient de diffusion effectif instantané » (CDEI). –, où  $\Delta r$  est l'éloignement de la particule par rapport à sa position d'injection, après qu'elle s'est propagée pendant un intervalle de temps  $\Delta t$ . Le résultat se trouve sur la figure 4.3a. On voit que le CDEI augmente d'abord linéairement avec le temps, ce qui indique que le proton se propage simplement en ligne droite à la vitesse  $c$ , puis qu'une transition se produit vers un régime diffusif où le CDEI est constant, avec une valeur qui peut alors être identifiée avec le véritable coefficient de diffusion,  $D(E)$ , de l'ordre de  $2 \text{ Mpc}^2/\text{Myr}$  dans ce cas.

La figure 4.3b montre exactement la même chose, mais pour des niveaux de description du champ plus ou moins précis, en termes du domaine de longueurs d'onde considéré et du nombre de modes par décade de longueurs d'onde. Il est important de noter que la propagation des rayons cosmiques dans l'espace ne saurait être décrite de façon précise si le champ magnétique est modélisé de manière trop sommaire. La figure montre clairement qu'un champ décrit avec seulement 10 modes par décade de longueurs d'onde

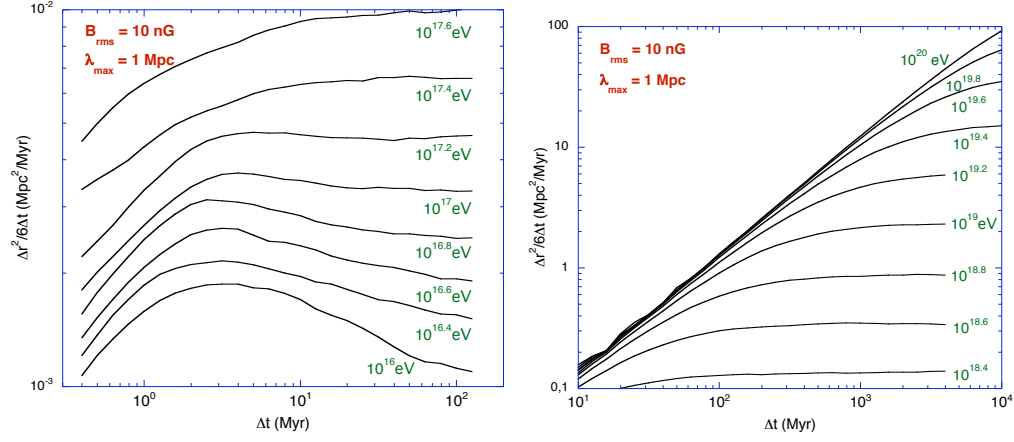


FIG. 4.4 – CDEI en fonction du temps écoulé, pour des particules d’énergies variées, de  $10^{16}$  à  $10^{20}$  eV, dans un champ turbulent de 10 nG (type Kolmogorov) et de longueur d’onde maximale  $\lambda_{\max} = 1$  Mpc.

conduit à une transition vers la diffusion plus tardive et avec un coefficient de diffusion bien plus élevé – par un ordre de grandeur ! – que si on utilise 100 modes par décade ou plus. Nos calculs suggèrent que le choix de  $\sim 100$  modes/déc offre un bon compromis entre la précision et le temps calcul, et invitent à la plus grande prudence vis-à-vis de résultats obtenus à l’aide de codes de propagation dans lesquels le champ est postulé constant dans des cellules cubiques de taille  $\lambda_c$ , comme on en voit hélas ! beaucoup dans la littérature...

#### 4.2.2 Dépendance en énergie du coefficient de diffusion

Il va de soi que le temps nécessaire à l’établissement du régime de diffusion et la valeur de  $D$  dépendent de l’énergie de la particule (ou plutôt de sa rigidité) : les particules de basse énergie entrent plus tôt dans ce régime et ont des coefficients de diffusion plus faibles, comme l’illustre clairement la figure 4.4. Ces figures appellent un certain nombre de remarques, mais elles nous éloigneraient ici de notre propos et nous préférons renvoyer le lecteur à notre article (Parizot, 2004 ; Nucl. Phys. B, Proc. Suppl., 136, 169).

Dans la perspective que nous avons évoquée plus haut, la dépendance en énergie du coefficient de diffusion revêt une importance particulière. Relevant simplement la valeur de  $D$  correspondant au plateau des courbes d’évolution du CDEI, il est aisé d’en tracer l’évolution avec l’énergie. Le résultat est porté sur la figure 4.5. L’accord avec la théorie est excellent : on observe une transition douce entre le régime quasilinéaire évoqué plus haut, où  $D(E) \propto E^{1/3}$ , et le régime de diffusion non-résonante, où  $D(E) \propto E^2$ . La limite de basse énergie est très bien décrite par la formule approchée  $D(E) = D_{\text{Bohm}}(E_0) \times (E/E_0)^{1/3}$ , où  $r_L(E_0) = \lambda_c/2\pi$ , et la limite de haute énergie par  $D(E) = D_{\text{Bohm}}(E_1) \times (E/E_1)^{1/3}$ , où  $r_L(E_1) = \lambda_c/4$ . La somme des deux fonctions donne une description acceptable de la fonction  $D(E)$  à toutes les énergies, comme on le voit sur la figure 4.5a.

Une description encore meilleure est obtenue en ajoutant une composante de type Bohm,  $D(E) = D_*(E/E_*)$ , en ne faisant intervenir cette fois qu’une énergie critique,

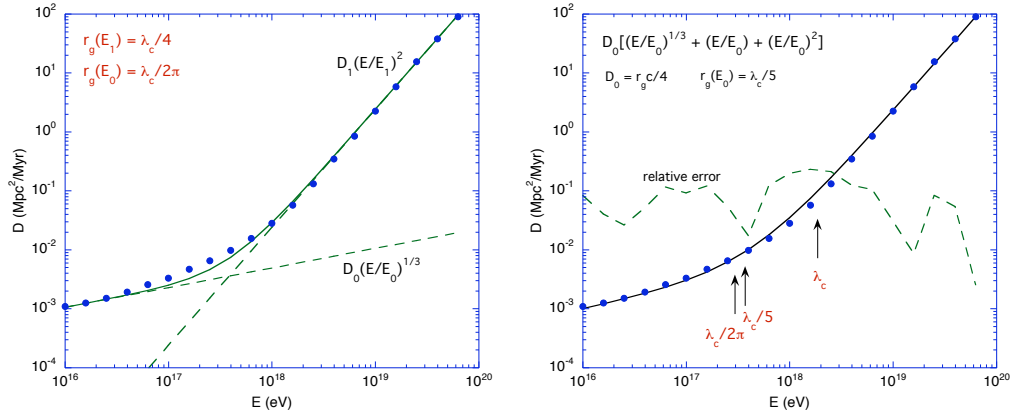


FIG. 4.5 – Coefficient de diffusion en fonction de l'énergie ( $B = 10$  nG,  $\lambda_{\max} = 1$  Mpc), avec divers modélisations en loi de puissance (voir le texte). À droite, la précision de la modélisation est également montrée, l'ordonnée étant alors en pourcentage.

$E_*$ , qui rassemble toute l'information pertinente sur l'intensité du champ et sa longueur de cohérence :

$$D(E) = D_* \left[ \left( \frac{E}{E_*} \right)^{1/3} + \left( \frac{E}{E_*} \right) + \left( \frac{E}{E_*} \right)^2 \right], \quad (4.5)$$

où

$$r_L(E_*) \equiv \frac{\lambda_c}{5} \quad \text{et} \quad D_* \equiv \frac{1}{4} c r_L(E_*). \quad (4.6)$$

La précision est de l'ordre de 10% (cf. Fig. 4.5b).

### 4.2.3 Propagation diffusive à très haute énergie ?

L'analyse qui précède et les expressions 4.5 et 4.6 laissent apparaître clairement que l'établissement du processus de diffusion dans un champ turbulent est un mécanisme universel, ne faisant intervenir que le rayon de Larmor des particules, et pouvant en conséquence s'adapter à des situations diverses. Des résultats exactement identiques seront obtenus en champ faible et à basse énergie, ou en champ fort et à haute énergie. À chaque intensité du champ magnétique correspond une énergie critique marquant la fin du régime de diffusion quasi-linéaire. Mais même au-delà de cette énergie, un régime de diffusion non-résonante est toujours possible, et il apparaît que toute particule, même à très haute énergie, finira par entrer dans un régime de propagation diffusif. Il faudra simplement attendre plus longtemps.

Mais cette situation est perturbée par un élément essentiel dans le cas des rayons cosmiques ultra-énergétiques, et que nous avons jusqu'à présent négligé : les pertes d'énergie !

On peut estimer le temps d'établissement du régime de diffusion en notant que la formule donnant le carré moyen de la distance parcourue en fonction du temps,  $r \sim \sqrt{6Dt}$  n'a pas de sens physique tant qu'elle correspond à une vitesse effective supérieure à la vitesse de la lumière. Pendant les premières phases du mouvement de la particule, la distance parcourue s'accroît simplement comme  $r \sim ct$ . La rencontre de ces deux régimes se produit lorsque la particule s'est propagée pendant  $t \sim 6D/c^2$ . Pour des raisons

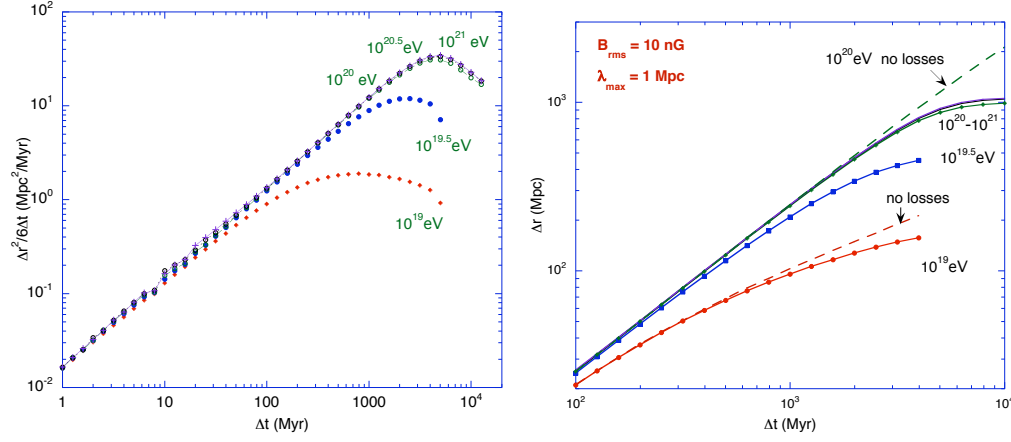


FIG. 4.6 – À gauche : CDEI pour des protons soumis aux pertes d'énergies GZK, en fonction du temps de propagation et pour différentes énergies initiales, comme indiqué. À droite : comparaison des distances parcourues en fonction du temps, avec et sans pertes d'énergie.

esthétiques dont la valeur (contestable) apparaît ailleurs, nous préférons définir le temps de diffusion avec le facteur 4, plutôt que 6, mais cela n'a aucune importance puisqu'il s'agit essentiellement d'un ordre de grandeur. Nous définissons donc, en fonction de  $E$ , l'échelle de temps d'établissement du régime diffusif, et l'échelle de longueur associée :

$$\tau_{\text{diff}}(E) = \frac{4D(E)}{c^2} \quad \text{et} \quad \lambda_{\text{diff}}(E) = c\tau_{\text{diff}} = \sqrt{4D\tau_{\text{diff}}} = \frac{4D(E)}{c}. \quad (4.7)$$

Nous reviendrons plus loin sur la relation entre ces échelles et les échelles correspondantes pour l'isotropisation effective des particules, mais nous voulons noter auparavant que si le temps d'établissement du régime de diffusion est plus grand que le temps des pertes d'énergie,  $\tau_{\text{diff}} > \tau_{\text{loss}}$ , il n'y plus guère de sens à parler de diffusion, car avant d'atteindre ce régime, les particules seront rétrogradées à des énergies inférieures par le mécanisme GZK habituel, et ce sont alors les particules de plus basse énergie qu'elles seront devenues qui pourront diffuser, avec le coefficient de diffusion correspondant. Cette situation est illustrée sur la figure 4.6, obtenue en « branchant » simplement les pertes d'énergie sur le code de propagation dans l'espace géométrique. Elle montre, à gauche, les CDEI en fonction du temps pour des protons d'énergie initiale entre  $10^{19}$  eV et  $10^{21}$  eV, et, à droite, la comparaison des distances effectives parcourues avec ou sans pertes d'énergie. On voit que les courbes correspondant à des protons d'énergie supérieure à  $10^{20}$  eV sont essentiellement confondues, ce qui traduit le fait que les pertes d'énergie GZK se manifestent *avant* l'entrée dans le régime diffusif, c'est-à-dire justement pendant que les particules ont toutes la même trajectoire, quelle que soit leur énergie : une ligne droite parcourue à la vitesse  $c$ . Et puisque les pertes d'énergie GZK tendent essentiellement à ramener toutes les particules d'énergie supérieure à  $\sim 10^{20}$  eV à la même énergie, sous le seuil des sections efficaces de photo-production de pions, la suite des trajectoires est également semblable.

Si nous sommes entrés ici dans ces détails, c'est parce qu'ils pourraient avoir des conséquences significatives sur la forme du spectre des rayons cosmiques extragalactiques,

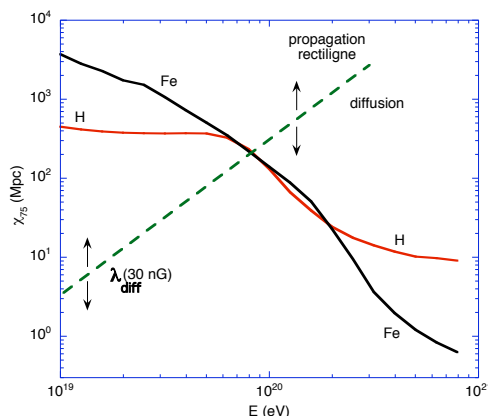


FIG. 4.7 – Longueur de diffusion pour des protons dans un champ de 30 nG, ou des noyaux de fer dans un champ de  $\sim 1$  nG, comparée aux longueurs de pertes d'énergie GZK.

et en particulier sur l'apparence de la coupure GZK dans un univers magnétisé. Pour le comprendre, il suffit de songer à nouveau à la situation qui prévaut à plus basse énergie, dans le milieu interstellaire. Le confinement des particules par le champ magnétique turbulent conduit à une accumulation des rayons cosmiques d'autant plus grande que leur énergie est faible, ce qui conduit à un raidissement du spectre. À plus haute énergie, au-delà du confinement, les particules sortent simplement de la galaxie en ligne droite, et leur flux n'est plus que ce qu'il est du seul fait de la puissance des sources. De même, dans le milieu extragalactique, le changement de régime de transport (balistique/diffusif) peut en principe se traduire par une répartition spatiale différente des particules de différentes énergies.

Bien sûr, si les sources sont distribuées continûment dans l'univers (en chaque point de l'espace!), et qu'en conséquence les contributions des différentes sources se recouvrent parfaitement, un tel effet n'aura aucune incidence. Mais une telle situation n'est pas réaliste, et si les échelles de longueur nécessaires à l'établissement du régime diffusif sont comparables à la distance typique entre sources, des effets très intéressants peuvent se manifester. Évoquons-les rapidement (pour plus de détails, voir nos articles : celui cité plus haut, ainsi que Parizot, *et al.*, 2003, ICRC, 2, 647, et Deligny, *et al.*, 2004, Astropart. Phys., 21, 609).

## 4.3 Horizon magnétique et spectre à haute énergie

### 4.3.1 Coïncidence des échelles

Nous venons de le voir, l'établissement du régime de propagation diffusif à une énergie donnée est susceptible d'être perturbé par les mécanismes de pertes d'énergie. En fait, à chaque configuration de champ magnétique (intensité et longueur de cohérence) correspond une valeur critique de l'énergie,  $E_c$ , au-delà de laquelle le régime de diffusion ne sera jamais atteint. Cette énergie est définie implicitement par l'équation

$$D(E_c) = \frac{1}{4} \lambda_{\text{loss}}(E_c) c, \quad (4.8)$$

où l'échelle de longueur des pertes d'énergie a été introduite et discutée aux chapitres 2 et 3, pour les protons et les différents noyaux. Cette échelle d'énergie dépend des champs magnétiques intergalactiques, mais il est intéressant de noter que pour des champs de l'ordre de 30 nG – ce qui est plutôt élevé, mais encore raisonnable et compatible avec les limites observationnelles – elle se trouve être comparable à l'échelle d'énergie GZK. C'est ce qu'indique la figure 4.2.3, où l'on a porté la longueur de diffusion,  $\lambda_{\text{diff}}$ , définie par l'équation 4.7, et qui vaut ici pour des protons dans un champ de 30 nG, ou de manière équivalente pour des noyaux de fer dans un champ de 1 nG. La figure montre  $\lambda_{\text{diff}}$  en fonction de l'énergie des particules, superposée aux longueurs de pertes pour des protons et des noyaux de fer. La coïncidence obtenue est remarquable : la transition entre les régimes balistique et diffusif se produit exactement à l'échelle GZK. C'est un des ingrédients d'une possible modification du spectre des rayons cosmiques extragalactiques par les champs magnétiques. Pour mieux le comprendre, introduisons maintenant ce que nous avons appelé l'« horizon magnétique ».

### 4.3.2 Horizon magnétique

L'horizon magnétique est la distance au-delà de laquelle les sources de rayons cosmiques ne nous sont plus visibles, parce que le temps que mettraient les particules à nous en parvenir est plus long que le temps de pertes d'énergie. L'horizon magnétique est donc fixé par ce temps de pertes d'énergie,  $\tau_{\text{loss}}$  (ou l'âge de la source,  $t_s$ , s'il est inférieur), et le coefficient de diffusion (ou le CDEI si le régime de diffusion n'est pas atteint). Pour des particules de haute énergie, se propageant approximativement en ligne droite, le champ magnétique n'a pas d'influence et l'horizon des sources est simplement l'horizon GZK habituel. Mais à basse énergie, c'est le processus de diffusion qui limite l'expansion des particules loin de leurs sources, et l'on peut écrire la valeur de cet horizon magnétique comme :

$$H_{\text{magn}}(E) \simeq \sqrt{4D(E)\tau_{\text{loss}}(E)}. \quad (4.9)$$

Selon l'argument GZK habituel, le flux de rayons cosmiques au-dessus de  $10^{20}$  eV devrait être réduit brutalement par rapport à celui que l'on trouve au-dessous de  $\sim 5 \cdot 10^{19}$  eV, en raison de la soudaine réduction de l'horizon GZK. Mais en présence de champs magnétiques relativement forts, la composante de particules de basse énergie *aussi* a une extension limitée, puisque cela prend plus de temps de parcourir une distance donnée en régime diffusif. En ce sens, on peut dire que les champs magnétiques se comportent comme des « filtres coupe-bas », tandis que le CMB fait de l'univers dans son ensemble un « filtre coupe-haut » (effet GZK), et l'on comprend alors que l'association et l'ajustement de ces filtres – en série ou en parallèle – peut conduire à des formes très variées pour le spectre de rayons cosmiques propagés, différentes de la prétendue universelle coupure GZK.

Sur la figure 4.3.2a, nous avons porté à la fois l'horizon magnétique et l'horizon GZK pour des protons, en fonction de l'énergie, pour différentes valeurs du champ magnétique extragalactique. Bien sûr, l'équation (4.9) ne s'applique pas lorsque  $\tau_{\text{loss}} < \tau_{\text{diff}}$ , ce qui équivaut à  $R_{\text{magn}} > R_{\text{GZK}}$ , de sorte que l'horizon réel des rayons cosmiques est toujours donné par la plus faible des deux valeurs (i.e. la courbe la plus basse sur la figure 4.3.2a). La figure 4.3.2b montre la valeur de l'horizon global obtenu à l'aide du code numérique développé par Olivier Deligny (pour plus de détails, cf. notre article, déjà cité, Deligny, *et al.*, 2004, et bien sûr sa thèse). Les champs magnétiques y sont introduits par la méthode de la transformée de Fourier, avec les réserves indiquées plus haut (cf. § 4.2.1), mais la similitude des résultats est éloquente. De fait, pour un champ magnétique d'environ



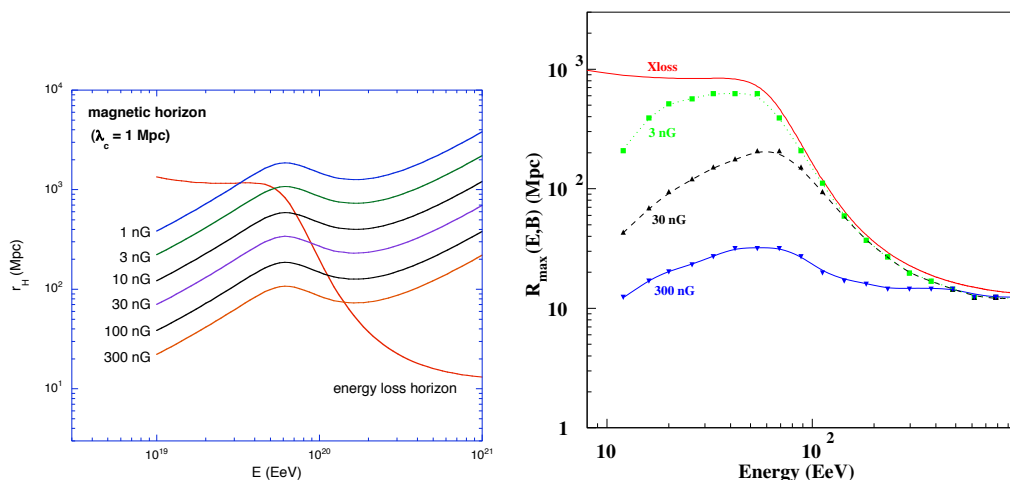


FIG. 4.8 – À gauche : horizon magnétique des protons en fonction de l'énergie, pour différentes valeurs du champ magnétique, comparée à l'horizon GZK habituel. À droite : horizon global, tenant compte des deux effets, obtenu avec un code numérique Monte-Carlo légèrement différent (cf. texte).

300 nG qui emplirait entièrement l'univers, l'horizon des sources apparaît essentiellement indépendant de l'énergie, en dépit de l'accroissement considérable des pertes d'énergie correspondant à la photo-production de pions. Ainsi, une source qui nous serait masquée au-dessus de la coupure GZK, en raison d'elle justement, nous serait semblablement masquée au-dessous de cette coupure, mais en raison cette fois des champs magnétiques.

### 4.3.3 Modification du spectre

Mais il faudrait se garder de conclure que cela suffise à éliminer purement et simplement la coupure GZK. Car en régime diffusif, si les sources sont distribuées uniformément dans l'univers, l'argument original sur la réduction de l'horizon spatial se transforme en un argument sur la réduction de l'horizon temporel, mais reste en réalité inchangé. À basse énergie (au-dessous du seuil de photo-production de pions), les particules ont beaucoup plus de temps pour s'accumuler dans la « sphère de diffusion » qu'à haute énergie. Le facteur multiplicatif induit sur les flux par le confinement magnétique au voisinage des sources est exactement égal au facteur multiplicatif induit dans l'argument GZK original par la prise en compte d'un plus grand nombre de sources. Si les champs magnétiques peuvent modifier la forme du spectre à haute énergie, ce ne peut être que par l'introduction d'un autre paramètre important : la granularité des sources. Car si les sources sont suffisamment éloignées les unes des autres pour que leurs sphères de diffusion respectives ne se recouvrent pas totalement (du moins à certaines énergies), alors l'argument ci-dessus n'est plus entièrement valide, et l'inhomogénéité de la distribution des rayons cosmiques dans l'espace intergalactique conduit naturellement à des modifications du spectre, qui dépendront d'ailleurs directement de la position de l'observateur dans ce réseau de sources, auréolée chacune de son halo de particules énergétiques. Sans entrer dans de quelconques détails, nous référons simplement ici à la figure 4.3.2, qui illustre de quelle façon la coupure GZK pourrait être assez notablement réduite par la prise

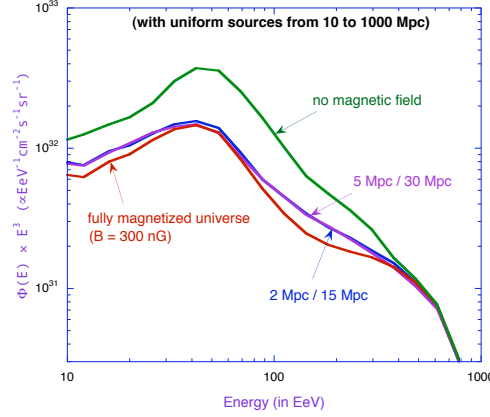


FIG. 4.9 – Effet des champs magnétiques sur le spectre propagé des protons extragalactiques, pour des sources uniformément réparties au-delà de 10 Mpc (simulant la granularité des sources) et un champ purement turbulent de 300 nG, sous différentes configurations spatiales : univers entièrement magnétisé ou domaines magnétisés d’épaisseur 2 ou 3 Mpc, séparés par des zones de champ nul de taille 15 ou 30 Mpc, comme indiqué.

en compte des effets magnétiques. L’exemple de la figure correspond à une distribution uniforme de sources situées à plus de 10 Mpc de l’observateur, avec ou sans un champ magnétique relativement élevée, de 300 nG. Différentes configurations sont étudiées : le cas où l’univers est entièrement magnétisé avec cette valeur de champ est peu réaliste, mais on voit sur la figure que les résultats obtenus avec des champs plus réalistes disposés en feuillets d’épaisseur 2 ou 3 Mpc (pouvant correspondre aux régions concentrant les galaxies dans l’univers, comme le « plan supergalactique ») séparés par de vastes régions sans champ (de 15 ou 30 Mpc) donnent des résultats similaires.

#### 4.3.4 Une remarque

Nous avons déjà indiqué au chapitre 2 que la connaissance de la granularité des sources était cruciale pour la prédiction du spectre des rayons cosmiques ultra-énergétiques, en particulier pour la « reprise de flux » (cf. §2.4.2). Nous voyons maintenant qu’à cet effet purement balistique s’ajoute un effet magnétique qui enrichit la situation, mais la complique aussi notablement. Le point clé, ici comme alors, est que la distance typique entre deux sources voisines – bien qu’on n’en connaisse pas la nature, il est vrai – pourrait ne pas être très différente du rayon de la sphère GZK. C’est donc de cette triple coïncidence entre la distance GZK, la taille de l’horizon magnétique dans ce domaine d’énergie spécifique, pour des champs magnétiques crédibles, et la granularité probable des sources, qui rend essentiellement imprédictible la forme du spectre à haute énergie, du moins tant qu’on n’a pas clairement identifié les sources. Mais inversement, bien sûr, cela rend la mesure du spectre d’énergie peut-être plus intéressante encore, puisqu’elle fournirait des contraintes applicables à ces différents paramètres.

On comprend certes que la situation est ici dégénérée, puisque différents ajustement des paramètres conduisent en réalité à des spectres d’allure très semblable. C’est une situation dont nous nous sommes déjà inquiétés au chapitre 2. Elle conduit naturellement à développer tous les efforts expérimentaux possibles pour mesurer non pas *un*

spectre d'énergie, mais *plusieurs*. Tout simplement en distinguant différentes régions du ciel, ou mieux encore différentes sources situées chacune à sa distance propre. Une telle éventualité est loin d'être illusoire, et nous consacrerons la fin de ce chapitre à ce que pourrait permettre, en effet, la détection de sources individuelles dans la distribution des rayons cosmiques ultra-énergétiques.

Mais juste avant d'y venir, qu'on nous permette encore de faire état d'un résultat qui pourraient être significatif dans le contexte que nous venons d'évoquer, et qui concerne la génération de champs magnétiques extragalactiques par les rayons cosmiques eux-mêmes. Il nous permettra d'appuyer l'idée déjà défendue ici que la prise en compte des champs intergalactiques pourraient avoir des conséquences importantes sur la forme du spectre et la phénoménologie du rayonnement cosmique.

## 4.4 Génération de champs magnétiques par les RCEGs

Nous avons évoqué au début de ce chapitre le mécanisme d'interaction résonante par lequel les particules chargées se propageant dans un milieu magnétisé pouvaient interagir avec les inhomogénéités magnétiques, ou si l'on préfère les modes MHD, de longueur d'onde comparable à leur rayon de Larmor. C'est ce mécanisme qui conduit à l'établissement relativement rapide d'un régime de diffusion, la diffusion non-résonante étant toujours possible mais moins efficace (cf. § 4.1.2 et 4.1.3). Mais puisqu'il s'agit d'une *inter*-action, l'influence des ondes magnétiques sur les particules énergétiques s'accompagne d'une influence réciproque de ces dernières sur le milieu ambiant. En l'occurrence, si les particules peuvent entrer en résonance avec les irrégularités du champ magnétique, elles sont aussi capable d'en générer, ou d'augmenter leur amplitude. Ainsi, un flot anisotrope de particules énergétiques se propageant dans un milieu initialement vierge du point de vue des irrégularités magnétiques, et donc incapable de les défléchir et *a fortiori* de les faire diffuser, est capable de créer lui-même les conditions d'une telle diffusion, en générant des ondes plasma justement en résonance avec les particules. Un tel mécanisme est par essence non linéaire, et particulièrement délicat à traiter du point de vue mathématique, mais il est de la plus haute importance aussi bien pour le transport que pour l'accélération des rayons cosmiques. Sans lui, l'accélération de particules au voisinages des ondes de choc, et en particulier dans les restes de supernova, serait impossible. Il est d'ailleurs fort probable qu'il soit responsable de l'amplification considérable des champs magnétiques dans ces objets.<sup>1</sup> Mais si nous évoquons ici ce mécanisme d'amplification des champs, c'est pour mentionner un résultat que nous avons obtenu récemment et qui pourrait être d'une certaine importance pour la phénoménologie globale du rayonnement cosmique (cf. notre article déjà cité, Parizot, 2004, Nucl. Phys. B).

Qualitativement, on peut dire qu'en vertu des lois de conservation élémentaires, si l'impulsion d'un faisceau de particules parallèlement aux lignes de champ décroît par suite de la diffusion en *pitch angle* évoquée plus haut, alors l'amplitude des ondes doit nécessairement croître. On peut en fait montrer que l'instabilité responsable de la croissance des ondes MHD se développe lorsque la vitesse d'ensemble des particules est supérieure à la vitesse d'Alfvén. Ainsi, lorsqu'un flot de particules chargées unidirectionnel est déversé dans le plasma ambiant à vitesse superalfvénique – comme c'est le cas lors de l'explosion d'une supernova, mais aussi lorsque les rayons cosmiques de haute

<sup>1</sup>Nous montrerons au chapitre 6 comment l'étude de l'émission X des restes de supernova jeunes permet d'estimer la valeur de ces champs et d'attester observationnellement une forte amplification.

énergie s'échappent à peu près radialement de notre galaxie –, il génère des ondes qui dévient les particules et redistribuent leurs *pitch angles*, d'autant plus efficacement que ces ondes sont de fait résonantes, puisque c'est par interaction résonante qu'elles ont été amplifiées. Plus les particules diffusent dans l'espace des *pitch angles*, c'est-à-dire plus leur distribution de vitesse devient isotrope, plus la vitesse d'ensemble diminue, mais tant que cette vitesse est supérieure à la vitesse d'Alfvén, le processus continue. Le résultat est donc simple : en raison de la diffusion sur les ondes MHD qu'elles génèrent elles-mêmes dans le plasma interstellaire, les particules énergétiques ne peuvent se déplacer durablement avec une vitesse d'ensemble supérieure à la vitesse d'Alfvén.

Quantitativement, voyons ce que cela pourrait impliquer pour les champs extragalactiques soumis à l'irradiation des rayons cosmiques ultra-énergétiques. Pour nous en tenir à une approche simple, nous pouvons estimer le taux de croissance des ondes (dans le régime linéaire) en écrivant que la décroissance de l'impulsion des particules énergétiques parallèlement à leur flot moyen doit être compensé par un accroissement identique de l'impulsion des ondes. Pendant un intervalle de temps qu'on définira comme le temps de diffusion (au sens de *scattering*),  $\tau_s \simeq \lambda_s/v$ , les rayons cosmiques résonants sont défléchis d'environ  $\sim 90^\circ$ , ce qui équivaut à un transfert d'impulsion de  $\varepsilon_{RC}v/c^2$  par unité de volume, où  $\varepsilon_{RC}$  est la densité d'énergie des rayons cosmiques. Or les densités d'énergie et d'impulsion des ondes sont reliées par la relation  $u_w = p_w v_A$ , où  $v_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho}$  est justement la vitesse d'Alfvén dans le champ magnétique régulier sous-jacent,  $B_0$  (qui peut être extrêmement faible dans les grands vides intergalactiques). Ainsi :

$$\frac{du_w}{dt} = \varepsilon_{RC} \frac{v}{c^2} \frac{v_A}{\tau_s}. \quad (4.10)$$

Si l'on note  $B_1$  le champ de l'onde, de sorte que  $u_w = B_1^2/2\mu_0$ , et  $r_L = p/qB_0$  le rayon de giration des particules résonantes, nous avons :

$$\tau_s \simeq \left(\frac{B_0}{B_1}\right)^2 \frac{r_L}{v} = \frac{u_0}{u_w} \frac{r_L}{v} \quad (4.11)$$

et  $du_w/dt = u_w(v_A/r_L)(\varepsilon_{RC}/u_0)$  (pour  $v \simeq c$ ). L'échelle de temps de croissance des ondes est donc :

$$\tau_w \simeq \frac{r_L}{v_A} \frac{u_0}{\varepsilon_{RC}} \simeq \frac{r_L}{v_A} \frac{B_0^2}{B_{eq}^2}, \quad (4.12)$$

où nous avons introduit le « champ magnétique d'équilibre »,  $B_{eq}$ , qui pourrait être atteint si les ondes sont capables de croître suffisamment pour que la densité d'énergie magnétique soit comparable à celle des rayons cosmiques (à une énergie résonante donnée). En modélisant la fonction de distribution des rayons cosmiques (dans la gamme d'énergie qui nous concerne ici) comme  $\Phi(E) \simeq 3 \cdot 10^{24} \text{ eV}^2 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ , nous trouvons :

$$\varepsilon_{RC}(E) \sim \varepsilon_{RC}(\geq E) \simeq (1.3 \cdot 10^{-7} \text{ eV cm}^{-3}) \times E_{\text{eV}}^{-1}, \quad (4.13)$$

où  $E_{\text{eV}}$  est l'énergie en unités de  $10^{18} \text{ eV}$ . On en déduit la valeur du champ d'équilibre :

$$B_{eq} \simeq 2.2 \text{ nG } E_{\text{eV}}^{-1/2}. \quad (4.14)$$

Cette valeur, notons-le en passant, est largement supérieure à ce qui est généralement supposé pour la propagation des RCUEs, et supérieure aussi à la valeur typique des champs magnétiques extragalactiques prédite par différents types de simulations actuellement utilisées. Cela signifie que si les rayons cosmiques sont effectivement capables d'amplifier des ondes MHD dans le milieu extragalactique, ce pourrait être au

bout du compte la source principale du champ magnétique dans l'univers, ce qui serait évidemment extrêmement intéressant en soi et pour l'astrophysique, et aurait également des conséquences importantes sur la structure globale des champs, en ce qui concerne leur contenu en ondes et leur topologie. Nous ne pouvons insister ici sur ce point important, mais l'idée que les rayons cosmiques puissent être la source principale de champ magnétique (turbulent) *partout* dans l'univers a été récemment reprise par Dar & de Rujula (2005), qui notent que les valeurs d'équipartitions attendues aussi bien dans les galaxies que dans les amas sont systématiquement compatibles avec les données observationnelles, et proches des valeurs mesurées chaque fois qu'on en dispose.

Il va de soi que l'étude détaillée du processus de production des champs magnétiques par les rayons cosmiques nécessitera une analyse du taux de croissance des ondes bien au-delà du régime linéaire, et devra impliquer aussi l'étude de la décroissance non-linéaire des différents modes (notamment à travers une cascade turbulente le long des nombres d'ondes) et l'isotropisation du système d'ondes MHD (puisque les particules sont défléchies par les ondes perpendiculaires à leur flot, mais font croître des modes qui lui sont parallèles). Nous n'avons pas encore mené cette étude, mais nous pouvons déjà noter que dans l'approche simplifiée que nous venons de survoler, l'échelle de temps de croissance du champ magnétique à une échelle résonante avec les rayons cosmiques extragalactiques est plus courte que l'âge de l'univers. C'est évidemment un point important, puisqu'il n'y aurait pas de sens à envisager ce champ magnétique d'équilibre s'il n'avait pas eu le temps de se développer. Or en effet, en normalisant la densité du gaz extragalactique,  $n_{\text{EG}}$ , à la densité baryonique de l'univers,  $n_b$ , telle que  $\Omega_b h^2 = 0.02$ , nous trouvons pour la vitesse d'Alfvén :

$$v_A \simeq 4 \cdot 10^5 B_{\text{nG}} \left( \frac{n_{\text{EG}}}{n_b} \right)^{-1/2} \text{ cm/s.} \quad (4.15)$$

Par ailleurs, en réécrivant l'équation 4.1 dans des unités plus représentative du milieu intergalactique,

$$r_L \simeq 1.1 \text{ Mpc} \times \frac{E_{\text{EeV}}}{Z B_{\text{nG}}}. \quad (4.16)$$

À l'énergie résonante  $E_{\text{res}}$ , l'équation (4.12) donne donc :

$$\tau_w \simeq 5 \text{ Gyr} \left( \frac{n_{\text{EG}}}{10^{-2} n_b} \right)^{1/2} \left( \frac{E_{\text{res}}}{10^{18} \text{ eV}} \right)^2, \quad (4.17)$$

inférieure à l'âge de l'univers. Notons encore que  $n_{\text{EG}}$  pourrait en fait est bien inférieure à  $10^{-2} n_b$ , en raison de l'énorme surdensité au sein des amas de galaxies, de sorte que les champs magnétiques pourraient en effet, à l'heure qu'il est, avoir été généré par les rayons cosmiques eux-mêmes jusqu'à des échelles résonantes avec des énergies extrêmement élevées. Pour être complets (même si nous insistons à nouveau sur la grossièreté de la présente approche), nous donnons enfin l'échelle résonante pour un rayon cosmique d'énergie  $E$ , dans le champ magnétique auto-consistant,  $B_{\text{eq}}(E)$ , donné par l'équation (4.14) :

$$\lambda_{\text{res}} \simeq 0.5 \text{ Mpc} \left( \frac{E}{10^{18} \text{ eV}} \right)^{3/2}, \quad (4.18)$$

comparable, au niveau de la cheville, avec les distances intergalactiques...

## 4.5 Ombres magnétiques et autres effets séduisants

Comme nous venons de le voir, des valeurs du champ magnétique extragalactique de l'ordre de quelques nanogauss, considérées par certains auteurs comme excessives, ne sont nullement improbables si on considère que les rayons cosmiques eux-mêmes pourraient intervenir dans la génération de ces champs. Or ce qui est particulièrement intéressant, c'est que ce domaine d'intensité est justement celui qui pourrait permettre aux champs magnétiques d'avoir une influence significative sur la forme du spectre des rayons cosmiques extragalactiques. Nous avons déjà mentionné ci-dessus un effet particulier qui pourrait se manifester si la granularité des sources est assez grande (typiquement  $\gtrsim 10$  Mpc). Nous en indiquons encore quelques autres, mais en passant seulement, pour ne pas alourdir l'exposé.

Ces effets sont tous liés à ce que nous avons appelé plus haut l'effet « filtre passe-haut » (ou coupe-bas) des champs magnétiques. Puisqu'une valeur « naturelle » pour les champs magnétiques extragalactiques semble pouvoir être de l'ordre du nanogauss (du moins aux échelles susceptibles de résonner avec les RCEG de plus basse énergie), nous pouvons récrire l'équation (4.9) donnant le rayon de l'horizon magnétique,  $H_{\text{magn}}$ , en faisant apparaître des valeurs numériques caractéristiques :

$$H_{\text{magn}} = \lambda_{\text{diff}} \left( \frac{\tau_{\text{loss}}}{\tau_{\text{diff}}} \right)^{1/2} \simeq 0.58 \text{ Mpc} \frac{E_{\text{GeV}}}{Z B_{\text{nG}}^{1/2}} \left( \frac{\tau_{\text{loss}}}{1 \text{ Myr}} \right)^{1/2} \left( \frac{\lambda_c}{1 \text{ Mpc}} \right)^{-3/2} \quad (4.19)$$

Ce rayon donne en quelque sorte la taille du halo de confinement des particules autour de leurs sources. Elles pourraient atteindre de plus grandes distances en se propageant plus longtemps, mais justement leur temps de propagation est limité par leur temps de pertes d'énergie (supposé plus court que l'âge des sources). Il est donc clair que nous ne saurions détecter des particules en provenance d'une source dont nous serions hors de la sphère de confinement. Ceci pourrait revêtir une très grande importance dans la problématique de la transition galactique/extragalactique, que nous avons déjà abordée. Selon certains modèles (e.g. Berezhinsky, *et al.*, 2004), une telle transition pourrait intervenir autour de  $5 \cdot 10^{17}$  eV. Nous avons déjà commenté cette question, notamment au § 3.3), mais il semble utile de dire ici qu'une telle situation ne saurait en aucun cas se produire si les sources extragalactiques étaient plus éloignée que la distance de l'horizon magnétique à cette énergie. Notre étude ci-dessus permet d'exprimer ce critère sous une forme quantitative, puisque l'équation (4.19) donne justement la distance maximale des sources pouvant contribuer à l'énergie  $E$ . Mais nous pouvons aussi inverser la perspective. Soit  $D_s$  la distance d'une source de rayons cosmiques extragalactiques. Pour qu'on puisse en recevoir des particules d'énergie  $E$ , il faut que sa distance soit inférieure à l'horizon et, par conséquent, que le champ magnétique entre la source et l'observateur soit inférieur à la valeur critique suivante :

$$B_{\text{max}} \simeq 3.6 \text{ nG} \left[ \frac{D_s}{5 \text{ Mpc}} \right]^{-2} \left[ \frac{E/Z}{3 \cdot 10^{17} \text{ eV}} \right]^2 \left[ \frac{\tau_{\text{loss}}}{3 \text{ Gyr}} \right]. \quad (4.20)$$

qui est à peu près notre « champ d'équipartition » à cette énergie (cf. équation 4.14).

Ainsi, pour de telles valeur du champ  $B$ , des rayons cosmiques de  $3 \cdot 10^{17}$  eV ne peuvent nous parvenir que de sources situées en-deçà de 5 Mpc (ou 3 Mpc, si  $B = 10$  nG), ce qui laisse très peu de sources potentielles. Notons cependant qu'inversement, on peut estimer que cet argument fournit une coupure naturelle à basse énergie pour le spectre des RCEGs, qui pourrait faciliter l'interprétation d'un raccord entre les deux

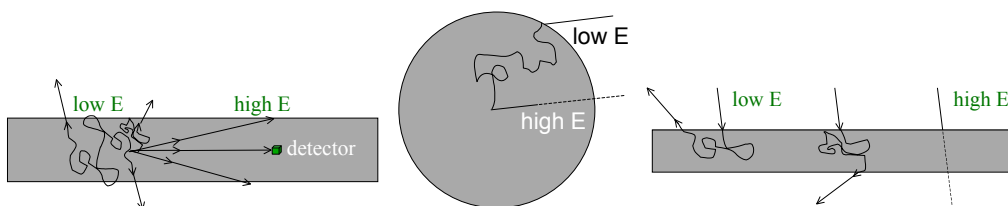


FIG. 4.10 – Filtrage des rayons cosmiques de plus basse énergie par des filaments magnétisés (à gauche), à la sortie des sources magnétisées (au centre), et par diffusion hors du plan supergalactique (à droite).

composantes RCG et RCEG au niveau du second genou, comme l'a proposé récemment Martin Lemoine, mais nous ne pouvons nous y attarder.

Nous pouvons enfin remarquer que des manipulations du même type que celles effectuées ci-dessus peuvent conduire à des critères plus forts encore sur le champ magnétique ou la distance des sources, si on considère que ces sources sont susceptibles de se trouver dans des régions fortement magnétisées, comme les galaxies et les amas de galaxies. Car avant même d'appliquer le critère ci-dessus, il faut déjà que les particules puissent *sortir* de leur sources. Or si les champs sont plus élevés, les trajectoires sont plus longues, et ceci d'autant plus que les particules sont d'énergie plus faible. Les particules de basse énergie peuvent ainsi être supprimées *dès la source* par les champs magnétiques, dont on retrouve ici le rôle effectif de filtres passe-haut. Cette situation est illustrée schématiquement sur la figure 4.5b.

Un autre type de « filtrage magnétique » conduisant au même résultat a déjà été relevé, notamment par Günter Sigl et ses collaborateurs. Il pourrait se manifester au sein du plan supergalactique, si les sources s'y avèrent spécialement concentrées. Dans la mesure où le champ magnétique peut être supposé plus faible en dehors de ce plan, les particules provenant de sources lointaines ont tendance à être « éjectées » du plan, puisque lorsqu'elle en atteignent la limite et la franchissent, elles ne peuvent plus y revenir facilement (cf. Fig. 4.5a). Un tel phénomène, supprimant les particules de basse énergie sans affecter celles de plus haute énergie (qui nous parviennent essentiellement en ligne droite), peut conduire à une réduction notable de la coupure GZK.

Enfin, nous signalons la possibilité de détecter un jour ce que nous appelons des « ombres magnétiques », en étudiant le spectre des particules dans un domaine du ciel connu pour abriter une région proche au champ magnétique élevé – on pense en particulier à un amas de galaxie où le champ peut atteindre le microgauss sur des échelles de l'ordre du Mpc (comparer aux valeurs numériques de l'équation (4.19)...). Toutes les particules de basse énergie provenant de l'arrière plan d'un tel amas seraient littéralement happées par la structure magnétique, et disparaîtraient donc du spectre (cf. Fig. 4.5c).

Nous n'en dirons pas plus à ce sujet, mais nous espérons avoir illustré d'une part l'importance des champs magnétiques dans la phénoménologie du rayonnement cosmique extragalactique (contrairement à ce qui est encore trop souvent prétendu), et d'autre part l'extrême intérêt qu'il y aura, lorsque nous disposerons de détecteurs suffisamment puissants, à observer le spectre des rayons cosmiques dans différentes régions du ciel. Nous ne cachons pas notre inclination particulière pour le phénomène d'ombres magnétiques que nous venons de révéler, et nous attacherons un soin particulier à tenter d'en observer les prémisses dans les données de l'Observatoire Pierre Auger...

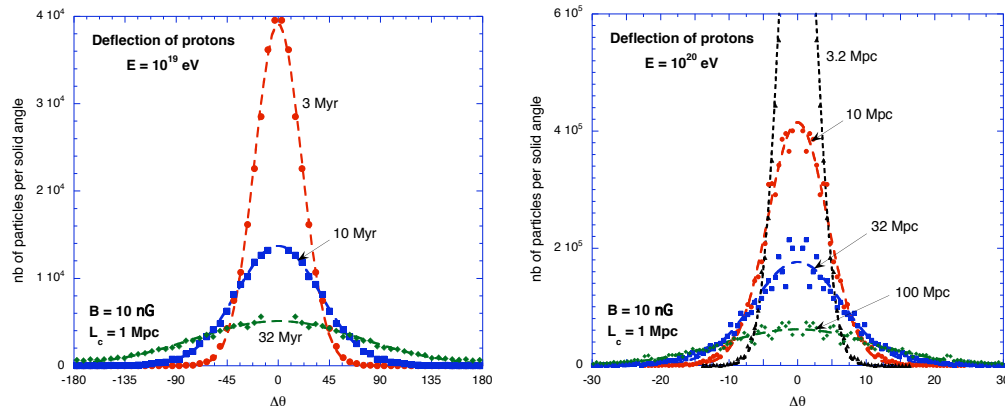


FIG. 4.11 – Dispersion angulaire de protons de  $10^{19}$  eV (à gauche) et  $10^{20}$  eV (à droite), se propageant dans un champ magnétique turbulent de 10 nG et de longueur de cohérence  $\lambda_c = 1$  Mpc, après différents temps de vol ou distances parcourues, comme indiqué.

## 4.6 Observation de sources individuelles

Nous terminons ce chapitre sur les aspects de la problématique du rayonnement cosmique liés à la propagation dans l'espace des particules chargées, en présentant quelques résultats relatifs à l'observation de sources individuelles, dont un futur relativement proche, croyons-nous, devrait nous réserver la joie. Cette étude fait un usage complémentaire et simultané des questions relatives au spectre d'énergie, à la composition et à la diffusion angulaire des particules énergétiques, et clora donc agréablement cette partie consacrée aux trois dimensions spectrales du rayonnement cosmique.

### 4.6.1 Multiplets d'événements et sources individuelles

Les données de l'expérience AGASA montrent des coïncidences intéressantes dans les directions d'arrivée des rayons cosmiques d'énergie supérieure à  $4 \cdot 10^{19}$  eV. Plusieurs doublets et triplets apparaissent dans un lot d'événements pourtant restreint, et si l'on en croît les études statistiques qui accompagnent ces données, la probabilité que ces « multiplets » se soient manifestés par hasard est très faible – moins de  $10^{-4}$ . Il est donc tout à fait possible – et même très probable, donc – que ces multiplets signent la présence de sources individuelles de rayons cosmiques de très haute énergie, et que leur multiplicité ne ferait qu'augmenter si l'on pouvait disposer d'un temps de pause plus grand. L'expérience AGASA ayant maintenant terminé sa période de prise de données, ceci n'arrivera malheureusement pas, mais l'Observatoire Pierre Auger devrait pouvoir confirmer très rapidement ce type de regroupements d'événements dans le ciel, et compte tenu de sa puissance de détection, ce sont des multiplets à une centaine d'événements (!) que l'on est fondé à attendre, sur la base de la statistique d'AGASA.

L'identification de telles « amas d'événements » serait du plus haut intérêt pour l'étude du rayonnement cosmique et pour toute l'astrophysique, puisqu'elle signerait l'avènement de l'astronomie proton, que nous avons évoquée au début de ce chapitre. Or, quoi que l'on pense de la significativité des données d'AGASA (dont nous ne voyons pas au juste, pourquoi il faudrait douter...), l'ensemble de ce chapitre devrait nous avoir convaincus



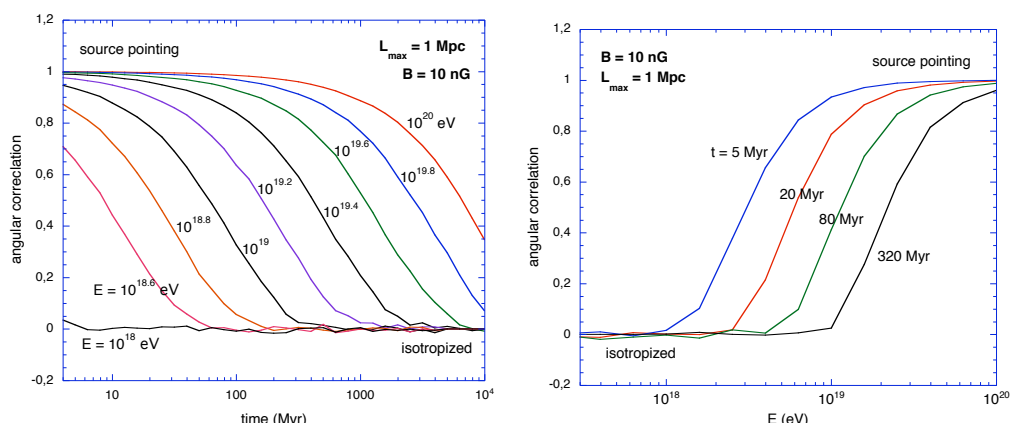


FIG. 4.12 – Corrélation angulaire,  $\langle \cos \delta\theta \rangle$ , d'un ensemble de protons se propageant dans un champ turbulent de 10 nG, en fonction du temps, à différentes énergies (à gauche) et en fonction de l'énergie, à différents instants (à droite).

que si les champs magnétiques sont susceptibles d'affecter notablement le spectre global des rayons cosmiques extragalactiques, ils ne semblent pas en mesure d'incurver suffisamment les trajectoires des plus énergétiques d'entre eux pour empêcher l'apparition de sources individuelles dans la distribution angulaire des rayons cosmiques.

Nous disons bien sources « individuelles », et non pas sources « ponctuelles », car un grand intérêt de ces sources serait justement d'avoir une extension angulaire supérieure à la résolution des détecteurs. Non pas qu'il soit possible alors de « résoudre » ces sources et d'en faire des images, comme le fait l'astronomie à haute résolution angulaire avec tout le bonheur que l'on sait. Au contraire, leur extension angulaire n'est pas ici une caractéristique de la source, mais une caractéristique du milieu intergalactique. Ainsi, en plus des informations capitales que nous fourniraient de telles données sur le rayonnement cosmique lui-même, ce serait le milieu de propagation et en particulier les champs magnétiques extragalactiques que ces sources nous permettraient de sonder.

Comme nous allons le voir, par la simple étude du spectre et de la distribution angulaire de ces sources individuelles, on devrait pouvoir contraindre les principaux ingrédients du problème, de façon pratiquement non équivoque : par la position de la coupure GZK spécifique de la source, on contraint d'abord sa distance, puis connaissant cette dernière, par la dispersion angulaire des particules et sa variation avec l'énergie on déduit le champ magnétique intergalactique, tandis que la composition des rayons cosmiques est obtenue par la forme de la coupure ou encore l'identification de rapports d'énergie entiers à une position donnée dans le ciel...

#### 4.6.2 Isotropisation progressive des rayons cosmiques non-résonants

Nous avons évoqué ci-dessus comment s'établissait le régime de diffusion dans des champs turbulents, mais il nous faut maintenant revenir sur un point particulièrement important dans le présent contexte, qui concerne l'isotropisation progressive des particules ayant une énergie trop élevée pour être sujettes à des interactions résonantes avec le champ magnétique extragalactique. Nous avons vu que le coefficient de diffusion de

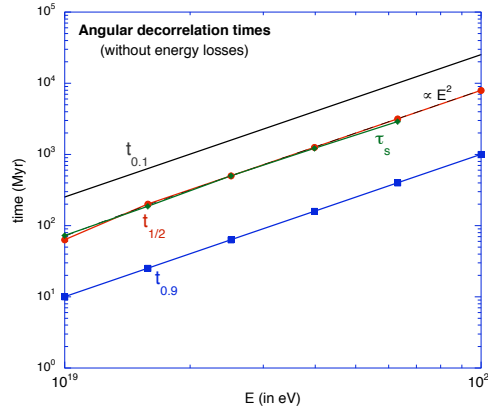


FIG. 4.13 – Temps de décorrélation angulaire et temps de diffusion (*scattering*), en fonction de l'énergie :  $t_{0.9}$ ,  $t_{1/2}$  et  $t_{0.1}$  sont les temps tels que  $\langle \cos(\theta(t) - \theta(0)) \rangle = 0.9$ , 0.5 et 0.1, respectivement ;  $\tau_s \equiv 3D/c^2$  (voir texte).

ces particules croissait avec l'énergie en  $E^2$ , et nous avons indiqué l'origine de ce comportement : c'est que contrairement aux particules résonantes pouvant se voir défléchies significativement sur une distance de l'ordre de leur rayon de Larmor (i.e. la longueur d'onde de l'onde résonante), les particules de rayon de Larmor supérieur à la longueur de cohérence des champs ne peuvent qu'additionner aléatoirement – “diffusivement” – de petites déflexions angulaires d'ordre  $\lambda_c/r_L$ , longueur de cohérence après longueur de cohérence... Le processus de diffusion s'établit donc pour elles selon le schéma suivant :

déflexion  $\longrightarrow$  diffusion angulaire  $\longrightarrow$  isotropisation  $\longrightarrow$  diffusion spatiale.

Pour illustrer ce processus de diffusion angulaire, caractéristique de la propagation non-résonante, nous avons porté sur la figure 4.11 la distribution angulaire de protons se propageant dans un champ magnétique turbulent de 10 nG, telle qu'elle se présente après différents temps de vol ou différentes distances parcourues. L'angle  $\Delta\theta$  repère simplement la déviation des particules par rapport à leur direction de propagation initiale. Comme on peut le voir, ces distributions sont presque parfaitement gaussiennes, et on observe en outre que la largeur de la gaussienne augmente avec la distance comme  $\sigma_\theta \propto D^{1/2}$ , ce qui signe en effet le processus de diffusion angulaire mentionné ci-dessus, dont on voit bien qu'il conduit progressivement à une isotropisation des particules, à mesure que la gaussienne s'élargit et que son pic décroît. On voit en outre, évidemment, la plus faible influence des champs magnétiques sur des particules plus rigides (ici des protons plus énergétiques).

Une autre représentation de ce phénomène se trouve sur la figure 4.12a, où nous avons porté l'évolution de la corrélation angulaire,  $\langle \cos \delta\theta(t) \rangle$ , pour différentes énergies, en fonction du temps de propagation. Ces courbes permettent de suivre précisément le passage d'un régime de propagation rectiligne (où  $\langle \cos \delta \rangle = 1$ ), autorisant le pointage de source, à un régime de propagation diffusif (où  $\langle \cos \delta \rangle = 0$ ), dans lequel les particules ont atteint une distribution isotrope. Bien évidemment, les particules de plus basse énergie sont isotropisées plus tôt, mais on voit sur la figure qu'elles suivent essentiellement le même processus, sur une échelle temps compressée. De même, la figure 4.12b montre, pour une distance de source donnée (ou un temps de propagation donné) sur quel do-

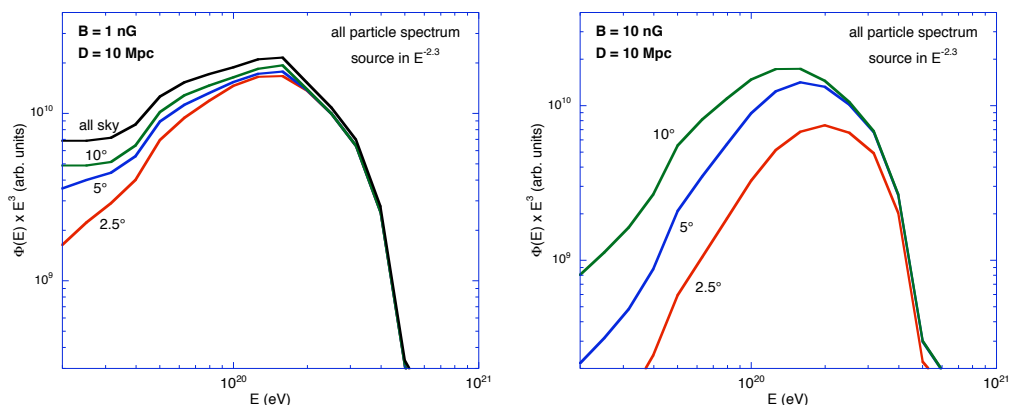


FIG. 4.14 – Spectre d’une source individuelle observée dans un rayon angulaire de  $2.5^\circ$ ,  $5^\circ$  ou  $10^\circ$ , pour une source distante de 10 Mpc, avec un spectre source en  $E^{-2.3}$  et une composition identique à celle du RCG (cf. § 3.3). L’énergie maximale des protons est de  $3 \cdot 10^{20}$  eV. À gauche : propagation dans un champ magnétique de 1 nG. À droite : dans un champ de 10 nG.

maine d’énergie a lieu la transition entre l’isotropie (basse énergie) et le pointage de source (haute énergie).

Enfin, nous avons porté sur la figure 4.13 différents « temps de décorrélation angulaire »,  $t_{0.9}$ ,  $t_{1/2}$  et  $t_{0.1}$ , définis comme les temps de propagation après lesquels la fonction de corrélation angulaire ne vaut plus que 0.9, 0.5 et 0.1, en fonction de l’énergie. Nous avons également représenté le temps de diffusion (au sens de *scattering*), défini par application du modèle de la marche aléatoire avec libre parcours moyen au processus de diffusion :  $\tau_s \equiv 3D(E)/c^2$ . Il apparaît que le temps de décorrélation  $\tau_{1/2}$  fournit une excellente définition de  $\tau_s$ , qui est en fait le temps libre moyen du processus. On retrouve bien sûr la croissance en  $E^2$  caractéristique de la diffusion non-résonante, passant par l’intermédiaire de la diffusion angulaire.

### 4.6.3 Spectres de sources individuelles et paramètres astrophysiques

Sans plus tarder, et à nouveau sans entrer dans les détails, nous montrons sur la figure 4.14 les spectres de sources individuels obtenus en propageant des rayons cosmiques issus d’une source située à la distance  $D = 10$  Mpc, avec un spectre en  $E^{-2.3}$  et une composition similaire à celle du rayonnement cosmique galactique, exactement comme nous l’avons décrit au paragraphe 3.3. Ce spectre source et cette composition, rappelons-le, fournissent la meilleure représentation des données observationnelles, lorsqu’on somme les contributions de sources réparties uniformément dans l’univers. Ici, nous nous intéressons au spectre spécifique d’une source unique qui se dégagerait du fond isotrope du ciel, et nous tenons compte de la propagation dans l’espace des énergies, dans l’espace des noyaux, et dans l’espace géométrique.

Sur la figure 4.14a, nous montrons le spectre obtenu dans le cas d’un champ magnétique intergalactique de 1 nG, en sélectionnant les événements reçus dans un rayon angulaire de  $2.5^\circ$ ,  $5^\circ$  et  $10^\circ$ . Nous le comparons également au spectre isotrope (i.e.

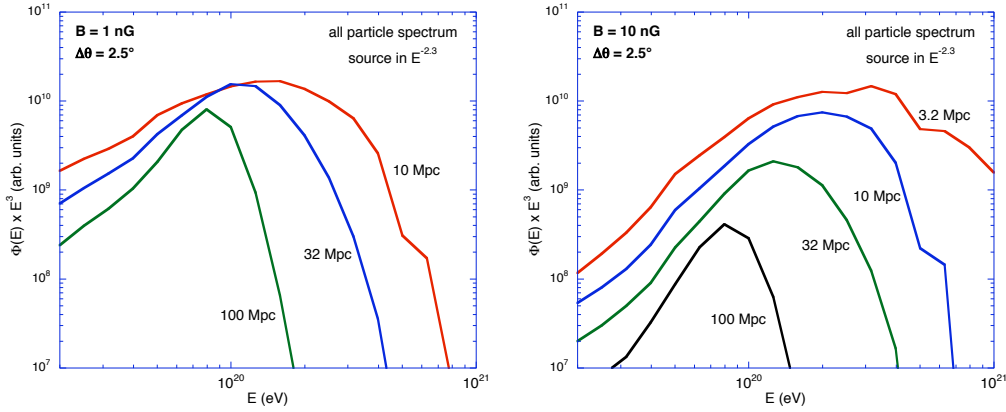


FIG. 4.15 – Spectre de sources individuelles, comme sur la figure 4.14, pour différentes distances de sources, comme indiqué.

en sommant toutes les particules reçues de la source, quelle que soit leur direction d'arrivée). La figure 4.14b montre également la même chose, mais dans le cas d'un champ plus fort, de 10 nG. On observe clairement une coupure à *basse énergie*, liée à la diffusion des particules dans l'espace. C'est la traduction directe de la dispersion angulaire gaussienne observée sur la figure 4.11. Les particules de basse énergie étant fortement défléchies, on n'en observe qu'un très petit nombre dans un rayon de  $2.5^\circ$  autour de la position nominale de la source. En augmentant le rayon angulaire de comptage, on récupère de plus en plus de particules appartenant à la source, mais bien sûr on augmente aussi le bruit de fond correspondant au flux diffus de rayons cosmiques, lié aux contributions de toutes les autres sources dans l'univers qui peuvent se superposer dans la région du ciel considéré. Comme on le voit également en comparant les deux figures, l'effet de suppression à basse énergie est d'autant plus net que le champ magnétique est fort.

La figure 4.15 illustre l'influence de la distance de la source. Cette fois, nous ne conservons que les particules situées dans un rayon angulaire de  $2.5^\circ$  autour du centre de la source, et comparons les spectres obtenus pour une source à 3.2, 10, 32 et 100 Mpc, pour un champ extragalactique de 1 nG (à gauche) ou 10 nG (à droite). On observe plusieurs choses intéressantes. D'abord, on voit que plus les sources sont lointaines, plus l'énergie à laquelle intervient la coupure GZK est basse. Grâce à cet effet, on peut espérer contraindre efficacement la distance des sources individuelles que l'on serait amené à observer. On voit d'ailleurs que cette coupure est essentiellement indépendante de la valeur du champ magnétique, ce qui est parfaitement normal, puisqu'en sélectionnant les particules observées dans un faible rayon angulaire autour de la sources, on sélectionne en fait des particules qui ont peu dévié de leur direction initiale, et qui ont donc parcouru pratiquement la même distance, en ligne droite (même si le champ est fort et que d'autres particules, justement non sélectionnées, ont parcouru un trajet plus long avant de nous atteindre). Un deuxième effet intéressant est que pour des sources lointaines, le nombre de particules restant à une énergie donnée dans le rayon angulaire sélectionné est considérablement réduit, parce qu'elles ont eu plus de temps pour diffuser loin de la direction de la source (dans la dimension angulaire). NB : la figure corrige de la réduction du flux lié à la distance, de sorte que sans l'effet mentionné, les flux représentés seraient

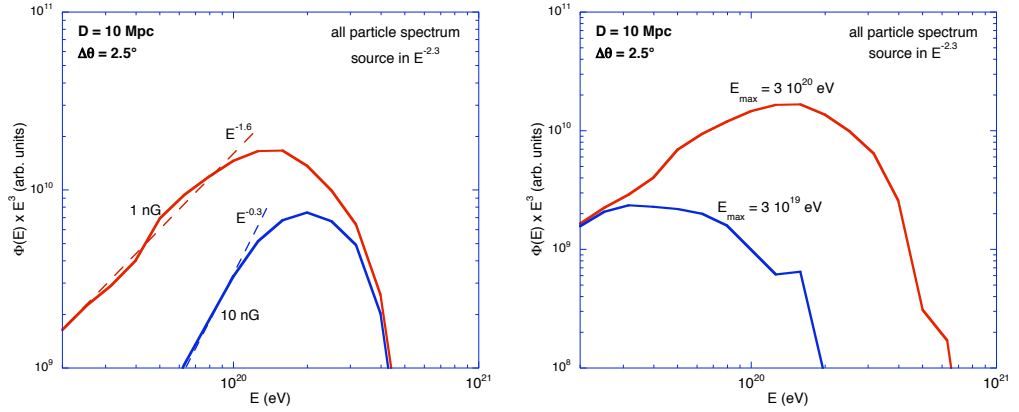


FIG. 4.16 – Spectre de sources individuelles, comme sur la figure 4.14, pour des champ magnétiques différents (à gauche), et des énergies maximales à la source différentes (à droite), comme indiqué.

identiques. Enfin, la pente du spectre dans la partie régulière, où l’on voit le flux monter avec l’énergie (sur ce spectre redressé) en raison de l’effet discuté plus haut, est directement reliée à la valeur du champ magnétique, et offre ainsi la perspective tout à fait intéressante d’une mesure indépendante de ce paramètre astrophysique crucial pour toute la phénoménologie des rayons cosmiques extragalactiques, comme nous l’avons discuté tout au long de ce chapitre.

Ceci se perçoit sans doute mieux sur la figure 4.16a, où l’on compare directement le spectre d’une source située à 10 Mpc, observée dans un rayon angulaire de  $2.5^\circ$ , pour deux valeurs du champ intergalactique, 1 nG ou 10 nG. On voit clairement que la pente du spectre à basse énergie (sous la coupure) est très différente suivant le cas. Pour un champ de 1 nG, nous obtenons un spectre effectif en  $E^{-1.6}$  (qui semble croître sur cette figure “redressée” en  $E^3$ ), et pour un champ de 10 nG, un spectre pratiquement plat, en  $E^{-0.3}$ . L’indice du spectre mesuré apparaît donc très sensible à la valeur du champ magnétique, ce qui fait de cette “technique” un moyen potentiellement très performant de mesurer le champ magnétique extragalactique.

Enfin, nous montrons sur la figure 4.16b l’influence de l’énergie maximale du spectre d’injection des rayons cosmiques, dans la source individuelle observée. On a choisi deux exemples, correspondant à une énergie maximale des protons de  $3 \times 10^{19}$  eV et  $3 \times 10^{20}$  eV (les autres noyaux atteignant des énergies  $Z$  fois plus élevées, cf. § 3.3). On entrevoit certes sur cette figure la possibilité d’une dégénérescence entre l’énergie maximale des protons et la distance de la source (cf. Fig. 4.15). Il est certain qu’une levée totale de dégénérescence pourra difficilement être atteinte avec une source unique. Pourtant, en retenant la possibilité d’observer les sources dans des rayons angulaires différents, on augmente le nombre d’observables et les contraintes sur l’origine magnétique ou non des structures observées. Il faut en outre espérer que plusieurs sources soient finalement repérées, à différentes distances, de sorte qu’on finisse par acquérir une meilleure idée de ce que sont réellement ces sources, et que d’autres types de contraintes astrophysiques puissent alors nous aider à lever les dégénérescences. Ce que nous voulions surtout indiquer ici, c’est que l’observation de sources individuelles conduit *de facto* à la multiplication des observables, et qu’on ne saurait surestimer l’importance et la valeur

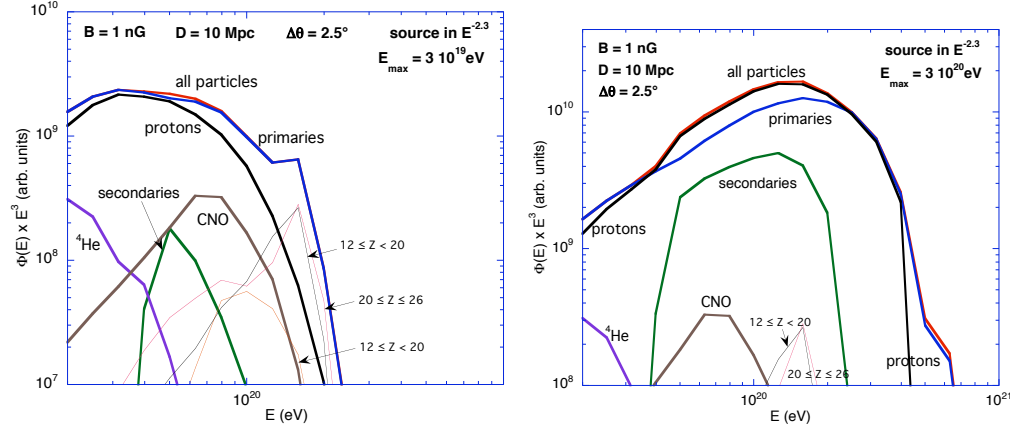


FIG. 4.17 – Spectre de sources individuelles, comme sur la figure 4.14, montrant le détail des distributions de noyaux primaires et secondaires. À gauche :  $E_{\max} = Z \times 3 \times 10^{19}$  eV. À droite :  $E_{\max} = Z \times 3 \times 10^{20}$  eV.

scientifique d'une utilisation conjointe des spectres énergétique, angulaire et massique.

Pour ce dernier, nous référons simplement à la figure 4.17, qui montre la répartition des différents noyaux issus de la propagation de rayons cosmiques de composition identique à celle du RCG, émis par une source à 10 Mpc, pour les mêmes énergies maximales que celles considérées à la figure 4.16b. Comme on le voit, la distribution des noyaux secondaires au niveau du pic GZK est assez différente, et s'il est possible de contraindre ces compositions, il pourrait à nouveau y avoir un moyen de lever les dégénérescences. Signalons encore pour finir que des contraintes sur la composition des rayons cosmiques observés pourrait être tirées de l'identité des trajectoires de particules ayant la même rigidité. En recherchant des structures angulaires qui se répètent à des énergies dont les valeurs forment un rapport entier, on devrait donc pouvoir, en principe, déterminer des rapports d'abondances au sein de rayons cosmiques issus d'une même source. Ainsi, par exemple, la distribution angulaire des noyaux de carbone à une énergie donnée devrait être exactement la même que celle des protons à une énergie six fois plus basse. L'utilisation effective de ce type de méthode dépendra bien sûr de la statistique dont nous pourrions disposer. Pour cette question comme pour toutes les autres relatives aux rayons cosmiques de haute énergie, il y aurait évidemment grand avantage à accroître encore nos capacités de détection, même au-delà de l'Observatoire Pierre Auger.

## 4.7 Derniers commentaires

Nous avons déjà vu au chapitre 2, et dans une plus faible mesure au chapitre 3, que l'idée d'une coupure GZK unique était naïve, et qu'il y avait plutôt lieu de parler de coupures GZK au pluriel, suivant le(s) spectre(s) source, la composition source et la distribution spatiale des sources considérées. L'enjeu, nous l'avons indiqué, semble donc être – si la coupure GZK existe – de mesurer précisément quelle coupure GZK est manifestée dans la nature, ou plutôt même quelles coupures GZK sont manifestées dans les différentes directions du ciel, puisque nous avons rappelé qu'il était peu probable qu'elles soient identiques dans toutes les directions, précisément parce que la distribution

locale des sources (qui influence au premier chef la forme de la coupure) était presque à coup sûr différente, ne serait-ce qu'entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud célestes. D'où l'importance, d'ailleurs, de développer le site Nord de l'Observatoire Pierre Auger...

À grande rigidité (grande énergie ou faible champ ambiant), les particules ne sont que peu affectées par le champ magnétique, et les trajectoires sont essentiellement rectilignes. C'est le domaine espéré de *l'astronomie proton*, où les rayons cosmiques pointent directement vers leurs sources. À légèrement plus basse énergie, les trajectoires sont légèrement déviées, de manière cohérente seulement sur une distance de l'ordre de la longueur de corrélation du champ magnétique ambiant. Sur de plus grandes distances, on assiste donc à une diffusion angulaire, propre à *élargir* les sources dans le ciel. À plus basse énergie encore, la diffusion angulaire devient plus grande et les particules perdent (en moyenne) la mémoire de leur direction d'origine. Leurs trajectoires sont alors isotropisées par les inhomogénéités du champ magnétique et un régime de diffusion spatiale apparaît.

La valeur du coefficient de diffusion et sa variation avec la rigidité des particules sont *les* ingrédients fondamentaux des modèles de transport dans l'espace, et c'est avec un optimisme non feint que nous attendons les données observationnelles à venir à la fois sur les sources individuelles (pour les raisons rappelée ci-dessus) et sur les anisotropies à grande échelle (essentiellement dipolaire et quadripolaire) dans la région de la cheville ou même à plus basse énergie. Dans la mesure où l'anisotropie est en général directement proportionnelle au coefficient de diffusion, la variation de l'une avec l'énergie nous renseignera très précieusement sur celle de l'autre.

Nous reviendrons plus précisément sur l'importance capitale de ces questions pour la phénoménologie du rayonnement cosmique aux chapitres 5 et 9, mais aussi dans la partie IV où nous décrirons une méthode nouvelle que nous avons développée pour mesurer des anisotropies à grande échelle angulaire. Pour les diverses raisons déjà partiellement évoquées, nous considérons l'étude des anisotropies, à petite (sources individuelles à haute énergie) comme à grande échelle (à plus basse énergie) comme l'élément le plus prometteur de l'étude du rayonnement cosmique dans la décennie à venir. Mais en se reportant à nouveau aux figures 4.14 à 4.17, on notera pour finir avec intérêt que c'est bien la combinaison des trois dimensions spectrales que nous avons évoquées tour à tour dans cette première partie qui nous a permis ici d'envisager les avancées les plus significatives dans la connaissance des rayons cosmiques de haute énergie. Aussi refermerons-nous cette partie à la fois sur un aveu d'optimisme et sur un appel appuyé à ne pas négliger la poursuite des efforts observationnels intenses dans ce domaine, compte tenu de l'extrême faiblesse des flux rencontrés. Les dividendes scientifiques de tels investissements pourraient être extrêmement importants, pour le rayonnement cosmique, bien sûr, mais aussi pour toute l'astrophysique qui s'y rattache, et nous verrons dans la deuxième partie qu'elle est beaucoup plus vaste qu'on ne l'imagine habituellement...

Deuxième partie

# Phénoménologie générale du rayonnement cosmique





La partie I nous a été l'occasion d'un premier aperçu des différents aspects du rayonnement cosmique, quant à son spectre, sa composition et sa distribution angulaire, mais aussi dans la complémentarité fondamentale de ses différents domaines d'énergie. Nous avons montré comment pouvaient être reliées par un même formalisme des processus aussi divers que ceux qui mènent à la nucléosynthèse des éléments légers, à l'émission de rayonnements non-thermiques dans des sources localisées ou à la modulation du spectre des rayons cosmiques ultra-énergétiques. Des outils théoriques et numériques ont été introduits, et nous ont déjà permis de décrire des aspects importants de la problématique du rayonnement cosmique, comme le problème de la transition galactique/extragalactique, des coupures GZK *au pluriel* ou des champs magnétiques extragalactiques. Nous avons de même entrevu les possibilités que pourraient offrir à l'astrophysique un renforcement des moyens observationnels à toutes les énergies.

Dans cette partie, nous approfondirons quelques aspects phénoménologiques de l'étude du rayonnement cosmique, c'est-à-dire des aspects permettant d'identifier certaines caractéristiques physiques et astrophysiques du problème, mais sans se référer à un modèle particulier qui contraindrait *à l'avance* le regard que l'on porte sur les phénomènes étudiés. Nous laisserons plutôt ces phénomènes nous fournir des renseignements généraux sur les sources et les conditions de propagation ou d'accélération du rayonnement cosmique, et nous révéler des aspects qu'une étude plus circonscrite ou plus orientée nous aurait peut-être masqués.

Dans un premier temps, au chapitre 5, nous proposerons une critique générale du modèle (trop) standard de l'origine des rayons cosmiques, et que nous avons déjà appelé « l'hypothèse SNR ». Pour autant, nous ne saurions nier la capacité des restes de supernova à accélérer des particules ni leur importance pour toute l'astrophysique non-thermique. Nous décrirons ainsi au chapitre 6 les résultats que nous avons obtenus sur l'accélération des particules au sein de ces objets, qui ne feront d'ailleurs que renforcer nos doutes sur leur contribution dominante aux rayons cosmiques. Nous décrirons ensuite au chapitre 7 la nucléosynthèse des éléments Li, Be et B dans l'univers, qui fournit des contraintes extrêmement précieuses sur la composition du rayonnement cosmique tout au long de l'évolution chimique galactique, ne couvrant pas moins de dix milliards d'années. Les conclusions qu'on en tirera mettent à mal l'hypothèse SNR, et suggèrent l'importance du rôle que pourraient jouer les superbules dans l'accélération du rayonnement cosmique. C'est une partie de la phénoménologie de ces superbules, en relation avec le rayonnement cosmique, que nous aborderons alors au chapitre 8.

Enfin, élargissant encore la perspective, et ne nous intéressant plus nommément à des sources potentielles mais à la structure globale de l'injection des particules dans l'univers, nous présenterons au chapitre 9 des résultats suggestifs sur le rayonnement cosmique considéré dans son ensemble, qui éclairent d'une lumière singulière, voire troublante, la problématique générale de ce phénomène universel, toujours inexpliqué...



## Chapitre 5

# Le « modèle standard » en question

### 5.1 Doubter et faire douter...

Si l'on en croit l'opinion commune, la source principale des rayons cosmiques d'énergie inférieure à celle du genou, i.e.  $3\text{--}5 \cdot 10^{15}$  eV, se trouve dans les restes de supernova isolés, abondamment observés sous toutes les coutures spectrales au moyen des instruments les plus divers et les plus performants. Cette opinion est remarquablement bien établie, à l'intérieur comme à l'extérieur de la communauté des cosmiciens : il suffit pour ainsi dire de poser la question à n'importe quel passant dans la rue pour se la voir confirmer. Mais si l'on s'aventure à demander ce qu'il en est pour les rayons cosmiques de plus haute énergie, on nous dira au mieux qu'ils représentent une autre composante, produite par d'autres sources, au pire qu'on ne s'était pas même posé véritablement la question. Or, comme nous l'avons déjà expliqué au § 1.2, l'idée que deux composantes distinctes puissent se rejoindre et se raccorder sans heurts au niveau du genou semble assez saugrenue. On se demande en fait d'où peut venir l'idée initiale que le rayonnement cosmique devrait changer de composante au beau milieu de son spectre d'énergie, et même exactement à l'endroit où une telle transition est le moins naturelle.

La réponse illustre précisément l'inverse de la démarche phénoménologique que nous voulons favoriser ici. C'est qu'en vérité, on a commencé par identifier un mécanisme d'accélération intéressant – l'accélération diffusive par onde de choc (ADOC<sup>1</sup>) – qui se trouve naturellement mis en œuvre dans les restes de supernova. Dans la mesure où la puissance des supernovæ dans la galaxie semble proche de celle des rayons cosmiques, on a logiquement tenu les premières pour responsables de la production des seconds, et oublié progressivement qu'il ne s'agissait là que d'une hypothèse naturelle. Dès lors, quand il est apparu évident, pour des raisons théoriques élémentaires, que les restes de supernova ne pouvaient pas accélérer des particules au-delà de quelques  $10^{14}$  eV, on s'est simplement dit qu'avec un petit effort, on finirait bien par atteindre le genou, seule structure identifiée dans cette gamma d'énergie, et qu'au-delà, eh bien, il devait simplement exister un autre type source.

Dans ce chapitre, nous tenterons de rassembler les divers arguments qui nous paraissent poser les problèmes les plus sérieux à cette « hypothèse SNR », en faisant valoir que si la résolution de quelques uns d'entre eux est sans doute à attendre de

---

<sup>1</sup>sic !

développements théoriques futurs, il n'est pas impossible non plus que la situation globale soit à jamais inextricable. De fait, les problèmes identifiés il y a un quart de siècle n'ont toujours pas été résolus, et les développements récents en ont même introduit de nouveaux. C'est au regard de cette situation particulièrement inconfortable que nous pensons devoir formuler, le plus explicitement possible, nos doutes quant au bien fondé de l'opinion commune rappelée ci-dessus. On trouvera une discussion et des références plus complètes dans les articles que nous avons publiés sur le sujet (Parizot, 2001, SF2A, EDPS Conf. Series, p. 337; Parizot et al., 2001, XXVII<sup>e</sup> ICRC, 6, 2070).

Il n'est pas question ici de remettre en question des années de travaux extrêmement riches et pertinents sur l'accélération des particules dans les restes de supernova et la propagation des rayons cosmiques de basse énergie dans la galaxie. Bien au contraire, c'est sur eux que nous appuierons un grand nombre de nos arguments. Mais il nous paraît juste, du moins dans un premier temps, d'établir une distinction de principe très nette entre les particules énergétiques accélérées dans les restes de supernova (qu'on pourra noter « PESN ») et les rayons cosmiques galactiques (RCG) observés sur Terre. Rien n'exige, *a priori*, l'identification de ces deux composantes. Il se peut fort bien qu'au bout du compte, les théoriciens futurs parviennent à triompher des difficultés présentes, discutées ci-dessous, mais l'identification des PESNs et des RCG sera alors le *résultat* de leurs travaux, non leur présupposé.

Il nous paraît également significatif que dans de nombreux cas, les chercheurs impliqués dans la modélisation multi-longueur d'onde des restes de supernova éprouvent de sérieuses difficultés à accorder leurs modèles aux attentes des cosmiciens (même ou surtout s'ils appartiennent eux-mêmes aux deux communautés, largement perméables). Expliquer les observations dans le cadre d'hypothèses théoriques naturelles semble généralement possible, mais cela pose parfois des problèmes à la théorie du rayonnement cosmique. Or nous estimons qu'il s'agit là de contraintes inutiles. Nul ne peut exiger d'un théoricien qu'il rende compte au sein d'un même modèle de caractéristiques physiques appartenant à deux réalités séparées. D'une manière générale, on constate que la modélisation de la propagation des rayons cosmiques d'une part, et la modélisation de l'émission des restes de supernova d'autre part, parviennent toutes deux à fournir une description très cohérente de leur objet. C'est la confrontation des deux qui pose souvent problème. Mais alors pourquoi maintenir le présupposé d'une identification rigoureuse entre PESN et RCG ? Et si les rayons cosmiques observés n'avaient finalement que peu de chose à voir avec les restes de supernova étudiés par l'astronomie ? Aucun des résultats se rapportant à l'une ou l'autre des deux disciplines ne s'en trouverait en tout cas remis en cause...

## 5.2 Arguments en faveur de l'hypothèse SNR

Commençons par rappeler les arguments qui ont conduit à formuler l'hypothèse SNR, selon laquelle les restes de supernova sont les sources du rayonnement cosmique galactique.

Il y a tout d'abord la grande maturité de la théorie de l'accélération des particules au voisinage d'une onde de choc (cf. notre cours pour l'École de Goutelas, 2003 ; § 2.1). Nous savons, par expérience directe à travers les chocs interplanétaires, que le mécanisme ADOC est effectivement fonctionnel. En outre, la théorie, dans sa version la plus simple, prédit un spectre en sortie du processus d'accélération qui a la double vertu d'être une loi de puissance,  $E^{-\alpha}$  – comme le spectre du rayonnement cosmique ! – et universel, au sens où son indice logarithmique  $\alpha$  est indépendant des conditions spécifiques qui règnent

au voisinage des différentes ondes de choc rencontrées dans la galaxie. En l'occurrence, le mécanisme ADOC prédit  $\alpha = 2$ , en conformité avec ce qui est observé dans bon nombre de sources astrophysiques ainsi qu'avec le spectre source des rayons cosmiques déduit par les premières études de la propagation. Notons aussi que toutes les simulations numériques confirment les résultats théoriques.

Le second argument essentiel, c'est que la puissance des supernovæ dans la galaxie est compatible avec la puissance requise pour renouveler le rayonnement cosmique au rythme exigé par l'analyse de son temps de confinement (cf. § 2.1.4). Cette puissance étant particulièrement grande, on ne parvient pas sans une certaine difficulté à concevoir d'autres types de sources qui pourraient entrer en compétition avec les restes de supernova pour produire des rayons cosmiques en plus grand nombre.

Le troisième argument, bien sûr, est observationnel. Les restes de supernova accélèrent bel et bien des particules : nous les voyons rayonner un spectre non-thermique s'étendant de la radio aux rayons gamma, parfois même jusqu'au TeV !

Ces arguments, sont assurément pertinents, mais nous verrons qu'ils ne suffisent pas nécessairement à forcer l'adhésion définitive à l'hypothèse SNR.

### 5.3 Problèmes liés à la propagation des rayons cosmiques

Comme nous l'avons déjà mentionné, les données disponibles sur la composition du rayonnement cosmique permettent de contraindre sévèrement les modèles de propagation, au moins aux énergies inférieures à quelques TeV, de façon essentiellement indépendante des sources, c'est-à-dire sans hypothèse préalable sur le spectre, la composition ou la distribution spatiale des rayons cosmiques injectés dans le milieu interstellaire. Il est tout à fait remarquable qu'un modèle de propagation détaillé, mais conceptuellement simple, soit en mesure de reproduire l'ensemble des données disponibles à partir d'ingrédients physiques et astrophysiques standards, et qui plus est de le faire avec des valeurs tout à fait naturelles des paramètres. Strong & Moskalenko (1998, 2001), par exemple, ont montré que tous les rapports d'abondance secondaires/primaires au sein des rayons cosmiques, tous les rapports noyaux pères/noyaux fils radioactifs, ainsi que le rapport positron/électron pouvaient être expliqués simplement en supposant un spectre source en loi de puissance,  $E^{-2.35}$ , un temps de confinement en  $E^{0.36}$ , remarquablement proche de la valeur attendue pour un spectre de Kolmogorov de la turbulence magnétique (cf. chapitre 4), et un modèle de propagation à réaccélération minimale. Insistons sur le fait que le nombre de paramètres libres est ici bien inférieur au nombre des observables, puisque chacun des rapports d'abondance mentionné ci-dessus ne fournit pas en réalité une contrainte unique, mais doit être expliqué également dans sa dépendance en énergie. De plus, l'anisotropie observée du rayonnement cosmique à toutes les énergies est également compatible avec ce modèle, alors que ce ne serait pas le cas si on supposait un coefficient de diffusion en  $E^{-0.6}$  (cf. Fig. 5.1b, et voir aussi Ptuskin, 1997).

Un tel succès indique clairement que le transport des rayons cosmiques à travers la galaxie est probablement bien mieux compris que leur accélération, et invite fortement à prendre les résultats de cette analyse de la propagation très au sérieux. L'une de ses conséquences, particulièrement importante, est que le spectre source du rayonnement cosmique est significativement plus raide qu'on ne l'attendrait dans le cadre du mécanisme d'accélération par onde de choc, la pente préférée étant  $\alpha = 2.35$  au lieu de 2.0 (ou 2.1, selon certains modèles tenant compte de l'évolution du reste de supernova).

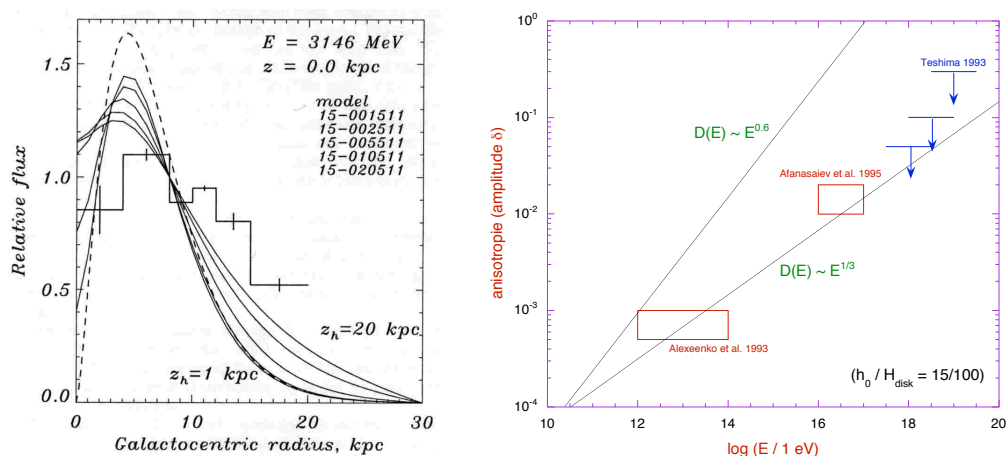


FIG. 5.1 – À gauche : distribution galactocentrique des flux de rayons cosmiques prédits par les modèles de propagations pour différentes tailles du halo de confinement (courbes en trait continu), comparée à la distribution déduite des observations d’EGRET. La courbe en pointillé montre la distribution source supposée, conforme à la distribution des SNRs, piquée sur l’anneau moléculaire à 4 kpc. À droite : évolution de l’anisotropie du rayonnement cosmique prédite pour un coefficient de diffusion en  $E^{0.6}$  (hypothèse SNR) ou en  $E^{1/3}$  (comme attendu théoriquement et suggéré par les rapports d’abondance du rayonnement cosmique), comparée aux contraintes observationnelles. La seconde solution est seule en accord avec les données.

En elle-même, cette conclusion indique que les particules accélérées au voisinage des supernovæ *ne sont pas* les rayons cosmiques.

Un autre résultat important des modèles de propagation est que la distribution des restes de supernova en fonction de la distance galactocentrique semble rendre l’hypothèse SNR incompatible avec deux types de données distinctes : l’anisotropie des rayons cosmiques à haute énergie et la distribution du rayonnement gamma diffus associé à la décroissance des pions neutres ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Strong & Moskalenko (1998) ont en effet montré qu’une distribution de sources analogue à celle des restes de supernova dans la galaxie entraînerait un gradient de rayons cosmiques beaucoup plus fort que ce qui se déduit des observations d’EGRET au-dessus de 100 MeV, même dans le cas extrême d’un halo de confinement très étendu (voir Fig. 5.1a).<sup>2</sup> En d’autres termes, si l’émission du rayonnement gamma mentionné est dominée par la décroissance des  $\pi^0$  produits par les protons du rayonnement cosmique autour du GeV, comme on le pense généralement, alors les sources de ces rayons cosmiques *ne peut pas* être les restes de supernova. De même, une distribution des sources concentrée sur l’anneau moléculaire galactique (vers 4–5 kpc), telle que celle des SNR, produirait une anisotropie bien plus grande qu’on ne l’observe dans les flux de rayons cosmiques autour  $10^{14}$  eV (par au moins un ordre de grandeur : Gaisser, et al., 1995 ; Ptuskin, et al., 1997), et apparaît donc problématique (voir la figure 5.1b, et cf. aussi la discussion au § 4.1.4).

<sup>2</sup>De récents travaux sur la distribution d’une matière jusqu’ici passée inaperçue dans le milieu interstellaire semble susceptible de résoudre au moins partiellement ce problème. Il conviendra donc de rester attentif à l’évolution de la situation dans ce domaine, et, le cas échéant, d’ôter cette difficulté de la liste que nous dressons ici.

Notons que ces deux problèmes seraient résolus conjointement si la distribution des sources de rayons cosmiques dans la galaxie était plus homogène, ou si un mécanisme non considéré dans le traitement de la propagation permettait d'en expliquer l'uniformisation. Il n'y a donc pas d'inconsistance interne à la phénoménologie du rayonnement cosmique, mais c'est l'identification PESN/RCG qui introduit, sans nécessité *a priori*, ce type de problèmes.

Bien sûr, il est toujours possible d'invoquer des modèles de propagation plus compliqués permettant de réconcilier les données avec le résultat des calculs au prix d'hypothèses supplémentaires non vérifiées, mais compte tenu de nos incertitudes, n'est-il pas plus économique, au sens du fameux argument du rasoir d'Ockham, de conserver un modèle de propagation simple qui non seulement rend compte de l'ensemble des données, mais le fait en outre en parfaite conformité avec les attentes théoriques (e.g. un spectre de Kolmogorov pour la turbulence magnétique du milieu interstellaire), plutôt que de tenter de construire un modèle de propagation sans justification théorique évident (mais voir tout de même Ptuskin et al., 1997), dans le principal but, semble-t-il, de conserver tel quel un modèle d'accélération dont nous verrons ci-dessous qu'il souffre de toute façon, et indépendamment, d'un certain nombre d'autres problèmes.

## 5.4 Problèmes liés à l'accélération des particules

Comme nous l'avons rappelé plus haut, un argument important ayant conduit à la formulation de l'hypothèse SNR est que le mécanisme d'accélération des particules par onde de choc prédit un spectre en loi de puissance, et que ce spectre est universel, au sens où sa pente est indépendante des restes de supernova considérés, ce qui permet d'additionner les contributions de chacun d'eux sans modifier la forme globale du spectre. Malheureusement, la pente logarithmique prédite à partir des calculs linéaires (« particule test »), c'est-à-dire sans prendre en compte la rétroaction des particules accélérées sur les caractéristiques physiques du choc, est en principe  $\alpha = 2.0$  ou  $2.1$ , et s'avère donc trop faible pour être compatible avec les données. Mais de toute façon, l'utilisation des prédictions en mode linéaire est contestable. Car si les restes de supernova sont effectivement responsables de l'accélération du rayonnement cosmique, alors on sait qu'ils doivent transférer une part importante de leur énergie aux particules énergétiques, ce qui implique que la pression de ces dernières doit jouer un rôle important dans la dynamique des chocs. Il est donc nécessaire, pour calculer convenablement l'accélération, de prendre en compte ce type d'effets non-linéaires, impliquant notamment une modification des profils de densité et de vitesse, ainsi qu'une modification du rapport de compression au niveau de la discontinuité.

C'est ce qui a été fait. Bien qu'un modèle non-stationnaire pleinement cohérent de l'accélération non-linéaire dans les SNRs ne soit pas encore disponible, de nombreuses tentatives ont été proposées, tant analytiques que numériques, et toutes s'accordent à prédire un spectre d'énergie qui n'est plus une loi de puissance, mais montre une concavité par laquelle le spectre est de plus en plus plat à mesure que l'énergie des particules augmente (cf. Fig. 5.2a). Il est d'ailleurs aisé d'en comprendre la raison par des arguments physiques simples. Selon les modèles, la concavité du spectre résulte en une pente logarithmique aussi faible que  $\alpha = 1.5$  aux énergies les plus élevées, voire encore moins (Ellison, et al., 1996 ; Berezhko, et al., 1999 ; Ellison, et al., 2000). C'est, on en conviendra, un problème supplémentaire pour le modèle « standard » de l'origine du rayonnement cosmique.

En ce qui concerne l'énergie maximale prédite par les modèles d'accélération dans les



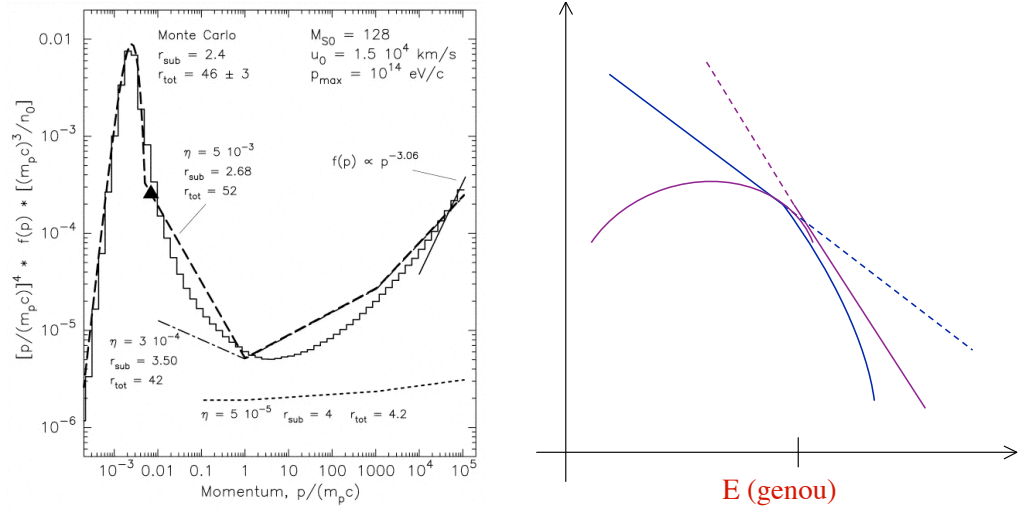


FIG. 5.2 – À gauche : exemple de spectre des particules accélérées dans un reste de supernova, prédit par un modèle non-linéaire tenant compte de la rétroaction des particules sur le choc (merci à Don Ellison). On observe une concavité marquée, en contradiction apparente avec le spectre du rayonnement cosmique. À droite : illustration de la difficulté de principe d'un raccordement de deux composantes distinctes sous la forme d'un genou, c'est-à-dire lorsque la première loi de puissance est moins raide que la seconde. Un double ajustement est nécessaire, concernant l'énergie *et* le flux.

SNRs, la situation est bien pire encore. Nous en avons déjà parlé et nous y reviendrons encore au chapitre 6, mais rappelons qu'en dépit de la limite théorique estimée par Lagage & Cesarsky (1983), portant  $E_{\max}$  à quelques  $10^{14}$  eV, il a toujours été espéré qu'un raffinement des modèles permettrait finalement de justifier l'hypothèse d'une accélération jusqu'à l'énergie du genou, vers  $3\text{--}5 \cdot 10^{15}$  eV, car aucune structure n'est visible dans le spectre aux énergies prédites. Malheureusement, les SNRs ne semblent pas être assez grands ni vivre assez longtemps pour rendre cela possible, même en invoquant des champs magnétiques 100 fois plus élevés que dans le milieu interstellaire ordinaire (cf. chapitre 6).

Mais quoi qu'il en soit, nous voulons insister à nouveau sur le fait qu'un modèle d'origine du rayonnement cosmique plausible ne devrait pas se contenter de rendre compte de l'accélération des particules jusqu'au genou, mais bien jusqu'à la cheville, c'est-à-dire vers  $3 \cdot 10^{18}$  eV, sous peine de devoir expliquer comment se produit le raccord quasi parfait (à la précision des données près) entre deux composantes distinctes. Cela, nous l'avons déjà expliqué au § 1.2, nécessite un double *fine tuning* bien inconfortable, et tout à fait contraire à l'intuition ! Il faudrait en effet, rappelons-le tout de même, pour les composantes en loi de puissance d'indices respectifs 2.7 et 3.0 : 1) que la première se termine exactement là où commence la seconde, et 2) qu'à cette énergie précise, elles aient exactement le même flux. Sans compter que cette transition devrait se produire sur une gamme d'énergie extrêmement réduite, peu compréhensible dans le cadre d'un modèle astrophysique supposé moyenner la contribution de nombreuses sources distinctes (cf. Fig. 5.2). Voilà qui rend l'hypothèse d'une seconde composante extrêmement improbable, et témoigne donc fortement contre l'hypothèse SNR – à moins qu'on ne trouve un moyen d'y produire des rayons cosmiques jusqu'à quelques  $10^{18}$  eV, ce que personne, à notre

connaissance, n'a encore proposé dans le cadre habituel de l'accélération dans les restes de supernova. D'ailleurs, remarquons-le en passant, s'il faut invoquer une seconde composante, encore inconnue, pour rendre compte des rayons cosmiques au-delà du genou, alors pourquoi ne pas supposer simplement que cette composante soit la source de tout le rayonnement cosmique, ce qui en simplifierait considérablement la phénoménologie, et éviterait en outre d'avoir à expliquer pourquoi les particules accélérées se manifestent subitement à  $3 \cdot 10^{15}$  eV, et pas au-dessous !

## 5.5 Problèmes liés à la phénoménologie et à l'observation

Nous relevons enfin quelques problèmes supplémentaires posés par l'identification de principe entre les particules énergétiques accélérées au sein des restes de supernova, et les rayons cosmiques observés sur Terre et emplissant l'ensemble de la galaxie.

Il convient tout d'abord de rappeler que, du point de vue observationnel, il n'existe toujours pas la moindre identification claire de noyaux énergétiques accélérés dans les SNRs. On dira qu'il y a peut-être de bonnes raisons à cela, notamment parce que les rayonnements induits par les électrons énergétiques ont tendance à dominer, mais il n'en demeure pas moins la confirmation longtemps espérée de l'accélération de protons dans les SNRs tarde à venir, en dépit des prédictions maintes fois renouvelées... puis amendées à la lumière des résultats observationnels négatifs obtenus par les nouvelles générations de détecteurs. Toutefois, la question principale que nous nous posons ici n'est pas de savoir si les SNRs accélèrent oui ou non des noyaux. Nous avons en effet toute confiance, jusqu'à preuve du contraire, en les modèles théoriques qui le prédisent et qui se sont montrés par ailleurs, chaque fois qu'ils le pouvaient, particulièrement fiables et précis. La question est simplement de savoir si ces particules sont identifiables avec les rayons cosmiques. Le principal problème n'est donc pas qu'on ne parvienne pas à voir ces noyaux énergétiques dans les SNRs, mais qu'en réalité on voit qu'il ne sont pas là !

Dans une étude convaincante de l'émission X des restes de supernova très brillants en radio, Reynolds & Keohane (1999) ont posé des limites supérieures à l'énergie maximale atteinte par les électrons dans ces restes, de l'ordre de quelques  $10^{13}$  eV, avec une seule exception autour de  $2 \cdot 10^{14}$  eV. Il s'agit là de limites supérieures, indépendantes des modèles. Or, comme le notent les auteurs, ces limites s'appliquent également aux protons et aux noyaux (à un facteur  $Z$  près), puisque les conditions physiques dans les SNRs considérés rendent très improbable la possibilité que le spectre des électrons soit limité à haute énergie par les pertes d'énergie synchrotron ou Compton inverse. En conséquence, les spectres de rigidité des électrons et des protons devraient être les mêmes, exception faite de la normalisation globale, liée à des processus d'« injection » *a priori* différents.

Un tel résultat nous paraît tout à fait symptomatique de la situation. Les observations sont en excellent accord avec les prédictions théoriques, et ce n'est donc pas la modélisation des restes de supernova qui est en cause. Tout y semble convenablement cohérent : l'énergie maximale prédite par les modèles d'accélération est bien conforme à ce qui est observé, et l'on devrait pour le moins s'en réjouir. Mais puisqu'on veut absolument que le rayonnement cosmique trouve son origine dans ces SNRs, et qu'il faudrait pour cela que les modèles soient faux, on semble préférer remettre en cause tout ensemble la théorie et les observations (ou leur interprétation la plus naturelle), quitte à remettre sur le métier un ouvrage peut-être déjà achevé, du moins dans ses grandes lignes.

Notons encore que dans une étude récente, nous avons considéré l'accélération des

particules dans des restes de supernova différents, dans lesquels on pense au contraire que l'accélération des électrons est limitée par les pertes synchrotron, notamment en raison de l'amplification des champs magnétiques jusqu'à des valeurs élevées. Nous y reviendrons en détail au chapitre 6, mais il est intéressant d'indiquer ici que, même dans ces restes, l'énergie maximale des protons ne peut atteindre le genou.

Une autre difficulté de l'identification PESN/RCG est soulevée par l'astronomie elle-même. Il est en effet bien connu que les explosions de supernovæ à effondrement gravitationnel sont induites par les étoiles massives, qui se présentent le plus souvent en groupes au sein de la galaxie. Il a été proposé que jusqu'à 90% des progéniteurs de ces supernovæ soient membres de ce qu'on appelle les « associations OB », et que leur durée de vie soit suffisamment courte pour que les explosions aient lieu au sein même des associations. La conséquence immédiate d'une telle situation, c'est que de nombreuses supernovæ explosent souvent les unes après les autres approximativement au même endroit dans le milieu interstellaire, ce qui conduit à la formation de vastes structures connues sous le nom de « superbulles », sur lesquelles nous reviendrons au chapitre 8. Ces superbulles sont observées en grand nombre dans notre galaxie ainsi que dans les galaxies voisines, et le plus important pour ce qui nous occupe ici, c'est que les supernovæ qui explosent en leur sein ne produisent pas des restes bien identifiés tels que les étudie avec tant de soin l'astronomie multi-longueur d'onde.

La situation étonnante que révèle cette perspective est alors la suivante : les SNRs dont nous avons parlé plus haut et dont les théoriciens peinent à justifier qu'ils puissent être la source du rayonnement cosmique, ces SNRs *isolés* dans le milieu interstellaire sont en réalité, du point de vue strictement énergétique, des objets relativement marginaux dans la galaxie. Dans ces conditions, pourquoi exiger qu'ils apportent au rayonnement cosmique une contribution dominante ? Si ces SNRs ne sont associés qu'à 20% des supernovæ, et si 20% de la puissance galactique totale des supernovæ doit alimenter le rayonnement cosmique, il faudrait admettre que les SNRs isolés transfèrent toute leur énergie aux rayons cosmiques, ce qui est tout simplement impossible.

Mais que devient alors l'énergie des supernovæ explosant dans les superbulles ? Nous le verrons au chapitre 8, il y a de très bonnes raisons de penser qu'elle contribue aussi à accélérer des particules, mais dans des conditions fort différentes, du point de vue de la phénoménologie du rayonnement cosmique, de celles rencontrées dans les restes de supernova isolés. En réalité, si l'on pense que les SNe fournissent aux rayons cosmiques l'essentiel de leur énergie, c'est plus naturellement vers les superbulles qu'il faut se tourner pour en rechercher les sources, et non vers les SNRs isolés, ainsi que nous l'avons fait valoir à de nombreuses reprises. Or il est particulièrement intéressant de remarquer qu'un modèle qui placerait les sources de la composante principale des rayons cosmiques dans les superbulles se montre le seul – ainsi que nous l'avons montré par divers travaux (cf. chapitre 7) – à rendre compte de la nucléosynthèse spallative des éléments légers dans notre galaxie. Ce n'est pas un faible argument, car les rayons cosmiques sont connus pour être la seule source possible d'isotopes tels que le  $^6\text{Li}$  ou le  $^9\text{Be}$ . Or les observations de l'abondance de ces noyaux dans les vieilles étoiles du halo montrent, sans l'ombre d'une hésitation, que les prédictions de l'hypothèse SNR sont totalement prises en défaut par les données. Dès lors, de deux choses l'une : soit les éléments légers ne sont pas produits par le rayonnement cosmique, et alors nous n'avons pas la moindre d'idée d'où ils pourraient venir, soit ils sont bien produits par les mécanismes de spallation auxquels on les associe depuis plus de trente ans, mais les sources du rayonnement cosmique galactique *ne sont pas* les SNRs isolés (en tout cas elles ne l'étaient pas dans le passé de l'évolution chimique galactique).

## 5.6 Le point sur l'hypothèse SNR

Il est temps de résumer la situation. En élargissant le domaine d'étude bien au-delà de l'analyse à proprement parler du rayonnement cosmique, nous avons pu réunir un grand nombre de contraintes, directes ou indirectes, sur les caractéristiques principales de leurs sources, tant au niveau du spectre d'énergie qu'en ce qui concerne la composition chimique et la distribution spatiale des sources. Le bilan de cette étude multidimensionnelle est assez lourd pour l'hypothèse SNR et la proposition qu'elle implique d'identifier purement et simplement les particules énergétiques accélérées dans les restes de supernova et les rayons cosmiques (sans que la chose soit réellement formulée).

En rassemblant les différentes difficultés évoquées ci-dessus, touchant à la propagation, l'accélération, ou la phénoménologie du rayonnement cosmique (en liaison avec les observations astronomiques), on obtient les dix objections principales suivantes :

1. L'anisotropie observée du rayonnement cosmique entre  $10^{12}$  et  $10^{14}$  eV n'est pas compatible avec une distribution spatiale de sources aussi piquée que celle des SNRs vers le centre galactique (du moins dans l'hypothèse du spectre source impliqué par l'hypothèse SNR ; cf. point 3).
2. La distribution spatiale du rayonnement cosmique déduite de l'analyse du rayonnement gamma diffus (attribué à la décroissance des  $\pi^0$ ) n'est pas compatible avec une distribution spatiale de sources aussi piquée que celle des SNRs vers le centre galactique, mais est compatible avec les mesures d'anisotropie (point 1).
3. Le spectre source des rayons cosmiques qui permet de rendre compte de manière remarquable de l'ensemble des données de la propagation est beaucoup plus pentu que le spectre habituel (« particule test ») produit par l'accélération des particules dans les chocs des SNRs.
4. Non seulement le mécanisme standard d'accélération par onde de choc ne reproduit pas la bonne loi de puissance (indice 2 ou 2.1 au lieu de 2.3 ou 2.4), mais on s'attend à ce que l'accélération dans les SNRs, si elle est très efficace (comme il le faut dans l'hypothèse SNR) ne produise pas de loi de puissance du tout, en raison des effets non-linéaires.
5. Il est connu depuis longtemps que les ondes de choc produites par l'explosion des supernovæ ne peuvent pas accélérer des particules jusqu'à des énergies égales à celle du genou, vers  $3\text{--}5 \cdot 10^{15}$  eV.
6. De nombreuses tentatives ont été faites pour hisser l'énergie maximale prédite pour des protons au sein des SNRs jusqu'au niveau du genou, mais ceci serait encore largement insuffisant : c'est la cheville qu'il faudrait pouvoir atteindre, vers  $3 \cdot 10^{18}$  eV, au moins pour les noyaux de fer. Cela semble hors de portée de toute théorie dans le cadre de l'hypothèse SNR.
7. Des protons de haute énergie n'ont jamais été identifiés dans les SNRs.
8. L'étude approfondie de l'émission X des SNRs montre que les électrons ont une coupure en énergie plus basse que  $10^{14}$  eV, et que les protons ne peuvent atteindre plus de  $10^{15}$  eV, même au sein des restes où le champ magnétique est très largement amplifié. Ces observations sont en parfait accord avec les prédictions théoriques, mais en contradiction directe avec l'hypothèse SNR et l'identification PESN/RCG.
9. Les SNRs isolés, produits par l'explosion d'une supernova unique, sont des sources marginales dans la galaxie, puisque la plupart des SNe (de 65 à 90%) explosent par groupe (dans des associations OB) et conduisent à la formation de superbulles, où le

processus d'accélération est différent. La composante de rayons cosmiques produite par les superbules devrait donc en tout état de cause excéder celle produite par les SNRs isolés.

10. Le spectre et la composition à la source des rayons cosmiques accélérés sous l'hypothèse SNR sont incompatibles avec les données astronomiques relatives à la nucléosynthèse des éléments légers. En revanche, la composition et le spectre naturellement attendus dans un modèle où les sources principales sont les superbules rend bien compte de l'ensemble des observations (cf. point 9).

La liste est longue, et chacun des points ci-dessus est un réel problème pour l'hypothèse SNR. Il nous semble donc, à tout le moins, qu'une telle hypothèse ne devrait pas être considérée comme un modèle standard pour l'origine des rayons cosmiques ! Il demeure certes parfaitement légitime et souhaitable d'en poursuivre l'étude, mais il serait regrettable que cela mène à négliger d'autres pistes possibles.

Il est significatif, ainsi que nous l'avons indiqué, que la majeure partie des problèmes ci-dessus trouve en réalité son origine dans l'identification *a priori* entre PESN et GCR. De son côté, la phénoménologie du rayonnement cosmique se montre très cohérente. Le spectre source plus pentu impliqué par les études de composition est précisément celui qui correspond au modèle de propagation le plus naturel dans les champs magnétiques galactiques, lequel modèle est justement celui qui rend les données sur l'anisotropie du rayonnement cosmique compatible avec les prédictions ! De son côté, l'étude de l'émission multi-longueur d'onde des restes de supernovæ montre elle aussi un visage tout à fait cohérent, avec une énergie maximale observée (ou déduite) en parfait accord avec les prédictions théoriques. C'est donc essentiellement en voulant faire des PESN *les* rayons cosmiques, ou des rayons cosmiques les PESN, qu'on introduit les plus graves problèmes. Pourquoi, dans ces conditions, ne pas relâcher la contrainte inutile, et d'ailleurs d'autant moins justifiable que les SNRs isolés ne représentent, de toute façon, qu'une fraction minoritaire de toute l'énergie déposée par les supernovæ dans la galaxie ?

Il est utile, à ce stade, d'examiner à nouveau les motivations premières de l'hypothèse SNR, que nous avons rappelés au § 5.2. En premier lieu, il y avait ce fameux spectre universel prédit par le mécanisme ADOC. Mais nous avons vu finalement que ce spectre n'est pas conforme aux exigences déduites des données de l'expérience relatives à la composition du rayonnement cosmique propagé. Il y avait ensuite la question de l'énergétique, qui fait de l'explosion des supernovæ la source probable de *l'énergie* des rayons cosmiques. Nous avons longuement commenté ce point au § 2.1.4, pour appeler à la prudence. Mais même si l'on admet l'argument (comme il reste en effet naturel de le faire), on remarquera qu'il n'implique pas que ce soient les restes de supernova isolés qui accélèrent la majeure partie du RCG. Bien au contraire : si les supernovæ fournissent effectivement la puissance accélératrice au rayonnement cosmique, c'est là où cette puissance est libérée, c'est-à-dire dans les superbules, qu'il est le plus naturel de rechercher les sources ! Surtout si une telle hypothèse est déjà connue pour résoudre le problème majeur de la nucléosynthèse des éléments légers...

L'abandon de l'hypothèse SNR ne doit cependant pas se faire à la légère, car il implique bien évidemment de trouver un autre modèle pour l'accélération des rayons cosmiques. Nous pensons cependant que les arguments résumés dans ce chapitre devraient suffire à laisser la question largement ouverte. N'oublions pas d'ailleurs qu'un modèle rendant compte de l'accélération des particules jusqu'au genou, et jusque là seulement, impliquerait de toute façon l'existence d'un autre mécanisme devant prendre le relais à plus haute énergie. Si nous sommes capables d'admettre l'existence d'un tel modèle alternatif, pourquoi ne pas lui accorder, comme hypothèse de travail, la capacité d'accélérer

aussi les rayons cosmiques de basse énergie ? C'est d'ailleurs l'hypothèse inverse qui, en l'occurrence, paraîtrait bien étrange, car comment justifier qu'un mécanisme débute subitement à quelques  $10^{15}$  eV, et soit impuissant à produire des particules de plus basse énergie ?

Pour finir, nous souhaitons attirer l'attention sur le fait que c'est bien l'ouverture de la problématique du rayonnement cosmique, une fois encore, à tout le *corpus* observationnel et théorique de l'astrophysique, qui nous a permis d'enrichir quelque peu le débat et d'éclairer la situation générale. Il ne s'agit nullement de disqualifier hâtivement un modèle qui a nombre d'attraits par ailleurs, et qui a motivé des recherches extrêmement riches et fructueuses au cours des dernières décennies. Mais il semble que ce soit justement le fruit de ces recherches qui nous permette aujourd'hui d'asseoir avec plus de fermeté notre analyse critique, et d'entrevoir, peut-être, des voies alternatives au problème de l'origine du rayonnement cosmique, qui décaleraient sensiblement la perspective, en bénéficiant d'ailleurs pleinement des progrès enregistrés dans d'autres domaines de l'astrophysique. Si nous devons ne retenir qu'un enseignement de cette étude critique du rayonnement cosmique, que cela soit que les contraintes susceptibles d'être apportées aux différents modèles sont à chercher tous azimuts, sur la vaste scène de l'astrophysique générale, tant est riche et diverse la phénoménologie du rayonnement cosmique.



## Chapitre 6

# Les limites objectives des restes de supernova isolés

### 6.1 L'espoir des champs magnétiques amplifiés

Nous venons de passer en revue un certain nombre de problèmes associés à l'hypothèse SNR pour l'origine du rayonnement cosmique. L'un d'eux – et non des moindres – concerne l'énergie maximale que peuvent atteindre les protons au sein des restes de supernova. Il est connu depuis longtemps que la version la plus naturelle du processus d'accélération par onde de choc prédit des énergies maximales de l'ordre de quelques  $10^{13}$  à quelques  $10^{14}$  eV au maximum, c'est-à-dire très en dessous de l'énergie-repère du genou vers  $3 \cdot 10^{15}$  eV, ou même  $5 \cdot 10^{15}$  eV d'après les tout derniers résultats de l'expérience KASCADE (2005), de loin la plus performante dans ce domaine d'énergie. Nous avons également signalé au § 5.5 que l'étude de l'émission X des restes de supernova à forte émission radio permettait de déduire des limites supérieures à l'énergie maximale des particules effectivement en accord avec les prédictions théoriques – ce qui est en soi, à notre avis, un succès remarquable.

Mais une telle limite, tout le monde en convient, met sérieusement à mal l'hypothèse SNR et laisse dans le plus grand embarras la plupart des théoriciens qui ne semblent pas se résoudre à envisager la possibilité d'une alternative. C'est donc tout naturellement que les plus grands espoirs ont été placés récemment dans la perspective d'accroître considérablement les énergies maximales atteintes dans les restes de supernova en augmentant la valeur des champs magnétiques. On se souvient en effet (cf. § 2.1.2), que l'énergie maximale des particules est directement liée aux capacités de confinement des sources, et par conséquent à l'amplitude des champs magnétiques. En toute généralité, on s'attend en principe à ce que l'énergie maximale,  $E_{\max}$ , soit simplement proportionnelle à  $B$ . Or des travaux théoriques récents, initiés par Bell & Lucek (2001), ont montré que des fluctuations du champ magnétique très largement supérieures au champ moyen sous-jacent n'étaient pas du tout envisageables au voisinage des ondes de choc des SNRs, avec des valeurs de  $\delta B/B$  jusqu'à plusieurs centaines. Voilà qui permettrait de gagner d'un coup deux ordres de grandeur sur  $E_{\max}$  !

Mieux encore, l'observation de structures extrêmes fines – les *rims* ou « croissants » – dans le domaine des rayons X (cf. Fig. 6.1) semble permettre de déduire, dans un certain nombre de SNRs jeunes, des valeurs de champ magnétique de plusieurs centaines de microgauss, qui ne sont pas sans rappeler, évidemment, les valeurs envisagées par Bell



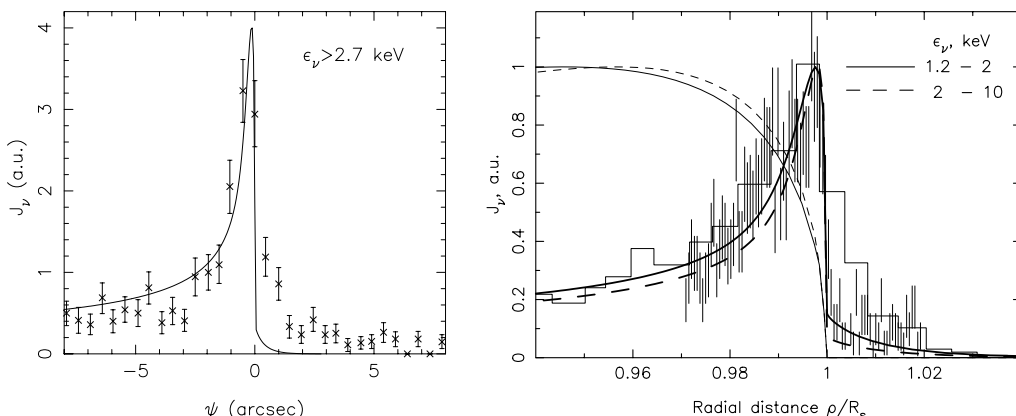


FIG. 6.1 – À gauche : profil radial d’émission d’un croissant fin observé dans le domaine des X (comme indiqué) dans le reste de supernova de Cas A, et modélisé par Berezhko & Völk (2004) (figure empruntée à leur article). À droite : idem pour le reste de supernova de SN 1006 (emprunté à Berezhko *et al.*, 2005).

& Lucek. Le débat sur l’énergie maximale des protons dans les restes de supernova s’en trouve bien évidemment relancé. De notre côté, il nous est apparu que ces observations remarquables de « croissants X » très fins devraient permettre, si on les considérait de manière appropriée, de contraindre un autre paramètre fondamental intervenant dans la description de l’accélération des particules par les chocs de supernova : le coefficient de diffusion.

Dans une onde de choc – c’est-à-dire essentiellement une discontinuité de vitesse – les particules gagnent de l’énergie en traversant maintes fois le front de discontinuité, de sorte que le taux d’accélération (c’est-à-dire la vitesse à laquelle les particules acquièrent de l’énergie) dépend de leur aptitude à revenir sans cesse près du choc, passant de l’amont à l’aval le plus souvent possible. Plus le coefficient de diffusion est grand, plus les particules explorent des régions étendues de part et d’autre du choc. En conséquence, il leur faut plus de temps pour le retraverser et gagner à nouveau un peu plus d’énergie. Il est donc naturel d’estimer que l’énergie maximale que peut atteindre un électron ou un proton *en un temps donné* dans un reste de supernova dépend directement de la valeur des coefficients de diffusion, et augmente lorsque celle-ci diminue. La théorie montre en fait que l’énergie maximale,  $E_{\max}$ , est inversement proportionnelle au coefficient de diffusion,  $D$ . Or les restes supernova ne conservent pas très longtemps leurs conditions optimales pour l’accélération : on considère en général que l’énergie maximale est atteinte vers la fin de la « phase d’expansion libre », au bout de quelques centaines à quelques milliers d’années, selon la densité du milieu ambiant, lorsque le choc a balayé dans son expansion une masse de milieu interstellaire à peu près équivalente à la masse de la matière éjectée par l’explosion (la raison en est simplement que la vitesse du choc, après ce moment critique, ne cesse de décroître jusqu’à disparition complète du choc). Le temps est donc compté pour atteindre les énergies les plus hautes, et c’est ce qui rend très importante, à côté de la question du champ magnétique, celle de la valeur de  $D$ .

Dans ce chapitre, nous donnerons un aperçu des calculs auxquels nous a conduit l’étude approfondie des fins croissants X récemment observés dans des restes de supernova jeunes (non loin des conditions optimales d’accélération), dans le but de contraindre

à la fois le champ magnétique présent dans ces restes et la valeur du coefficient de diffusion. Nous verrons qu'il est effectivement possible de le faire directement à partir des observations, sans hypothèse particulière, et d'en déduire l'énergie maximale des électrons et des protons actuellement présents dans ces restes. Nos résultats – hélas ! sans doute pour l'hypothèse SNR – confirment la grande amplification des champs magnétiques, jusqu'à plusieurs centaines de  $\mu\text{G}$ , mais indiquent également que cela n'est toujours pas suffisant pour permettre aux protons d'atteindre les 3 à 5 PeV du genou des rayons cosmiques, rendant peu probable une contribution majeure des restes de supernova isolés au rayonnement cosmique galactique. Dans la mesure où ces résultats dérivent directement des observations, nous les considérons comme très importants (avec bien sûr toutes les réserves d'usage quant à la possibilité d'interprétations alternatives des mêmes données) pour la phénoménologie générale des rayons cosmiques. Plus de détails sur ce travail, mené en collaboration avec Alexandre Marcowith, Jean Ballet et Yves Gallant pourront être trouvés, avec toutes les références appropriées, dans notre article (Parizot, et al., 2005, A&A, soumis).

## 6.2 Transport des électrons au voisinage du choc

### 6.2.1 Les croissants X et leur épaisseur

Il est généralement admis que l'émission de rayons X observée dans les fins croissants dont il sera question tout au long de ce chapitre est due au rayonnement synchrotron des électrons les plus énergétiques accélérés au voisinage du choc. Notre collègue Jean Ballet (2005) en a donné une excellente démonstration, et nous n'y reviendrons pas ici. Notre hypothèse – généralement admise dans ce contexte, mais qui pourrait trouver une alternative intéressante dans la considération d'une dissipation de la turbulence magnétique en aval du choc, sur de très courtes échelles de distance – est que l'extrême finesse de ces croissants correspond à l'échelle de longueur des pertes d'énergie synchrotron subies par les électrons énergétiques. En d'autres termes, c'est précisément le rayonnement qu'ils émettent et que l'on détecte dans le domaine des X, à 5 keV, qui fait perdre leur énergie aux électrons, comme ils sont advectés de plus en plus loin en aval du choc (ou, si l'on préfère, que le choc poursuit son expansion et les laisse donc de plus en plus loin en arrière). Se retrouvant ainsi rapidement à une énergie plus faible, ces électrons ne sont plus en mesure d'émettre des photons aussi énergétiques, et leur rayonnement synchrotron, s'il ne cesse bien évidemment pas d'être émis, passe simplement sous le seuil de détection des instruments (en l'occurrence Chandra et XMM-Newton, dont l'excellente résolution angulaire est ici grandement mise à profit).

Dans la théorie de l'accélération diffusive par onde de choc, les électrons sont supposés défléchis par les inhomogénéités magnétiques (ou les ondes MHD, cf. Chap 4 présentes dans le plasma sous-jacent, et diffusent de manière à peu près isotrope dans le référentiel du plasma. Deux mécanismes interviennent alors : 1) l'advection globale des particules avec le fluide, vers le choc pour celles qui sont dans le milieu amont, ou en s'en éloignant pour celles du milieu aval, et 2) la diffusion spatiale qui permet à une fraction des particules advectées en aval de retraverser néanmoins le front de choc et de gagner de l'énergie par le mécanisme de Fermi du premier ordre habituel. La diffusion permet également aux particules se situant en amont du choc, d'explorer une région de taille typique  $\sim D/V_{\text{sh}}$ , où  $V_{\text{sh}}$  est la vitesse du choc et  $D$  est le coefficient de diffusion. En outre, les électrons les plus énergétiques subissent des pertes d'énergie significatives par émission synchrotron dans le champ magnétique local, qui limitent leur énergie maximale

nom du SNR	distance (kpc)	vitesse du choc (km/s)	épaisseur projetée (pc)	âge (années)	énergie de coupure (keV)
Cas A	3.4	5200	0.05 (3'')	320 ?	1.2
Kepler	4.8	5400	0.07 (3'')	400	0.90
Tycho	2.3	4600	0.05 (4'')	430	0.29
SN 1006	2.2	2900	0.2 (20'')	1000	3.0
G347.3–0.5	1.3	4000 ?	0.25 (40'')	1620 ?	2.6

TAB. 6.1 – Caractéristiques de l’émission non-thermique derrière le choc dans cinq jeunes SNRs (cf. notre article et Ballet, 2005, pour plus de détails et les références appropriées).

et conduisent à postuler une coupure exponentielle de leur spectre d’énergie :  $f_e(E) \propto E^{-\gamma} \times \exp(-E/E_{e,\max})$ . En raison de ces pertes, les électrons de plus haute énergie ne peuvent pas atteindre des régions trop distantes du lieu même de leur accélération, et l’émission qu’ils induisent doit donc être limitée à des régions très étroites juste en aval du choc, que l’on voit justement comme des croissants très fins et très nets en rayons X.

L’épaisseur *observée* des croissants,  $\Delta R_{\text{obs}}$ , est reliée à l’épaisseur réelle par un *facteur de projection*,  $P$ , dépendant de la géométrie de la région d’émission. Des arguments simples basés sur l’équation de transport des électrons accélérés (cf. plus bas) permettent d’estimer que la distribution des électrons en aval du choc ont un profil exponentiel :  $f_e(x) \propto \exp(-x/\Delta R_{\text{rim}})$ , où  $x$  est ici la coordonnée radiale mesurée à partir du choc, positivement vers l’aval, et  $\Delta R_{\text{rim}}$  définit l’échelle caractéristique de la distribution des électrons. Il est à noter, bien sûr, que l’épaisseur  $\Delta R_{\text{rim}}$  dépend de l’énergie des électrons, c’est-à-dire expérimentalement de l’énergie des photons X observés. Ici, nous nous référerons toujours aux croissants observés à l’énergie  $E_\gamma = 5$  keV, correspondant à des électrons d’énergie  $E \equiv E_{e,\text{obs}}$ , par définition.

Dans le cas idéal d’un choc sphérique, un profil d’émission exponentiel conduit à une épaisseur apparente  $\Delta R_{\text{obs}} \simeq 4.6 \Delta R_{\text{rim}}$ , où  $\Delta R_{\text{obs}}$  est défini comme la taille de la région où la brillance observée est plus supérieure à la moitié du maximum. Ceci a été obtenu par un calcul numérique dans la limite  $\Delta R_{\text{obs}} \ll R_{\text{sh}}$ , le rayon du choc du SNR. À noter que nous avons négligé la contribution de l’émission en amont du choc, qui devrait en effet être beaucoup plus fine ou même inexistante aux énergies X considérées, en raison du plus faible champ magnétique en amont (cf. ci-dessous). Dans la suite, nous adoptons la valeur du facteur de projection ci-dessus,  $P = 4.6$ , et utiliserons le facteur de projection réduit,  $\bar{P} = P/4.6$ , pour rendre explicite l’influence de la géométrie supposée ici sur nos résultats.

### 6.2.2 Temps de pertes synchrotron

Des électrons d’énergie  $E = \gamma m_e c^2$  se propageant dans un champ magnétique  $B$  avec un angle d’hélicité (pitch angle)  $\alpha$  émettent un rayonnement synchrotron d’énergie typique (e.g. Longair, 1994)

$$E_\gamma \simeq \xi \frac{3h}{4\pi\beta} \gamma^2 \frac{eB}{m_e} \sin \alpha, \quad (6.1)$$

où  $\xi \simeq 0.29$ . Cette expression peut-être inversée pour obtenir l’énergie d’un électron émettant des photons d’énergie  $E_\gamma \equiv E_{\gamma,\text{keV}}$  keV :

$$E_e \simeq (22 \text{ TeV}) \times B_{100}^{-1/2} \times E_{\gamma,\text{keV}}^{1/2}, \quad (6.2)$$

où  $B_{100}$  est le champ magnétique en unités de  $100 \mu\text{G}$  et où nous avons effectué une moyenne sur les angles d'hélicité. À l'énergie des rayons X observés,  $E_\gamma = 5 \text{ keV}$ , on a donc :

$$E_{\text{e,obs}} \simeq (49 \text{ TeV}) \times B_{100}^{-1/2}. \quad (6.3)$$

Lorsqu'un électron quitte le processus d'accélération (c'est-à-dire qu'il ne traversera plus le front de choc à nouveau), il ne peut rayonner à l'énergie  $E_\gamma$  pendant un temps plus long que le *temps de pertes synchrotron*,  $\tau_{\text{syn}}$ , caractérisant ses pertes d'énergie en raison du rayonnement synchrotron lui-même (rappelons qu'on s'attend en général à ce que les pertes synchrotron soient plus grandes que les pertes par rayonnement Compton inverse, en raison des forts champs magnétiques). Le taux de pertes d'énergie correspondant s'écrit alors  $(dE/dt)_{\text{syn}} \simeq -\frac{4}{3}\sigma_{\text{T}}c \times \epsilon_{\text{magn}} \times \beta^2\gamma^2$ , où  $\epsilon_{\text{magn}} = B^2/2\mu_0$  est la densité d'énergie magnétique,  $\sigma_{\text{T}}$  est la section efficace de Thomson et  $\beta = v/c \simeq 1$  dans le cas qui nous intéresse ici. Ainsi, en notant  $E_{\text{TeV}}$  l'énergie de l'électron en unités de  $10^{12} \text{ eV}$  :

$$\tau_{\text{syn}} \equiv \frac{E}{(dE/dt)_{\text{syn}}} \simeq (1.25 \times 10^3 \text{ yr}) \times E_{\text{TeV}}^{-1} \times B_{100}^{-2}, \quad (6.4)$$

ou, à l'énergie correspondant aux croissants X observés :

$$\tau_{\text{syn}}(E_{\text{e,obs}}) \simeq (25 \text{ yr}) \times B_{100}^{-3/2}. \quad (6.5)$$

### 6.2.3 Advection en aval du choc

Pendant le temps  $\tau_{\text{syn}}$ , les électrons en aval sont advectés au loin du choc à la vitesse  $V_d = V_{\text{sh}}/r$ , où  $r$  est le facteur de compression du choc ( $r = 4$  pour un choc fort non modifié, mais il pourrait être plus grand si les effets d'accélération non-linéaires devaient s'avérer importants, e.g. Ellison, *et al.*, 2004). La taille de la région d'advection, où les électrons émettent à  $5 \text{ keV}$ , est donc simplement donnée par  $\Delta R_{\text{adv}} = V_d \times \tau_{\text{syn}}(E_{\text{e,obs}})$ . On peut également montrer formellement que telle est en effet l'échelle d'épaisseur des croissants X en aval,  $\Delta R_{\text{rim}}$ , obtenue en négligeant la diffusion des électrons. L'équation de transport standard au voisinage d'un choc plan parallèle s'écrit (Völk et al., 1981) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + V \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{p}{3} \frac{\partial f}{\partial p} \frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left( D \frac{\partial f}{\partial x} \right) - \frac{f}{\tau_{\text{syn}}} + q, \quad (6.6)$$

où le dernier terme,  $q$ , est un terme source non spécifié, et où l'on a donné une forme simplifiée au terme de pertes dans le membre de droite, correspondant à des pertes catastrophiques aléatoires après un temps  $\tau_{\text{syn}}$  (cf. aussi Chap. 2). La version stationnaire de l'équation (6.6) dans le milieu aval et sans diffusion est simplement  $V_d(\partial f/\partial x) = -f/\tau_{\text{syn}}$ , dont la solution évidente est  $f_e(x) \propto \exp(-x/V_d\tau_{\text{syn}})$ .

En tirant  $\tau_{\text{syn}}$  de l'équation (6.5), on obtient :

$$\Delta R_{\text{adv}} \simeq (6.5 \times 10^{-3} \text{ pc}) \times \bar{R}^{-1} \times V_{\text{sh},3} \times B_{100}^{-3/2}, \quad (6.7)$$

où  $V_{\text{sh},3}$  est la vitesse du choc en unités de  $10^3 \text{ km/s}$ , et  $\bar{R}$  est le facteur de compression réduit,  $\bar{R} = r/4$ .

L'épaisseur réelle des croissants,  $\Delta R_{\text{rim}}$ , peut certes être plus grande que  $\Delta R_{\text{adv}}$ , car la diffusion des électrons est susceptible de leur faire explorer une région plus vaste (voir ci-dessous), mais elle ne saurait être plus faible. La contrainte  $\Delta R_{\text{adv}} \times P \leq \Delta R_{\text{obs}}$  est donc une conséquence directe de l'interprétation des croissants X considérée ici. Ceci se traduit immédiatement par une limite supérieure sur le temps de pertes synchrotron et

une limite inférieure sur le champ magnétique,  $B_d$ , dans la région en aval. En écrivant  $\Delta R_{\text{obs}} \equiv R_{\text{obs},-2} \times 10^{-2}$  pc, on obtient :

$$\tau_{\text{syn}} \leq \frac{\Delta R_{\text{obs}}}{V_d} \simeq (8.5 \text{ yr}) \times (\bar{R}/\bar{P}) \times V_{\text{sh},3}^{-1} \times \Delta R_{\text{obs},-2}, \quad (6.8)$$

et

$$B_d \geq (210 \mu\text{G}) \times (\bar{P}/\bar{R})^{2/3} \times V_{\text{sh},3}^{2/3} \times \Delta R_{\text{obs},-2}^{-2/3}. \quad (6.9)$$

Avec les paramètres du tableau 6.1, l'équation (6.8) nous dit que  $\tau_{\text{syn}}$  est typiquement inférieur à 3% de l'âge du SNR,  $t_{\text{SNR}}$ , sauf pour SN 1006, où la limite supérieure est de l'ordre de 6% (cf. tableau 6.2). Ceci est bien sûr en accord avec notre hypothèse que l'énergie maximale des électrons n'est pas limitée par  $t_{\text{SNR}}$  mais par les pertes synchrotron, et notre usage de la valeur *actuelle* de la vitesse du choc,  $V_{\text{sh}}$ , s'en trouve également justifié.

La limite inférieure du champ magnétique en aval sera rendue plus précise ci-dessous, mais nous pouvons d'ores et déjà utiliser l'équation (6.9) pour obtenir une limite générale sur le champ, reliée à ce qu'on pourrait appeler l'« épaisseur d'advection » des croissants X, que nous noterons  $B_{\text{adv}}$ . Pour Cas A, Kepler, Tycho, SN 1006 et G347.3 + 0.5, les valeurs obtenues sont respectivement (voir aussi le tableau 6.2) : 210, 170, 200, 57 et 61  $\mu\text{G}$  (pour  $r = 4$ ). Ceci ne semble pas compatible avec une simple compression du champ magnétique amont à travers le choc, à moins que ce champ ne soit significativement plus élevé que dans le milieu interstellaire moyen et que le facteur de compression soit de l'ordre de 7–10, comme il pourrait résulter de la modification non-linéaire du choc par les rayons cosmiques. Nous en déduisons qu'une amplification du champ magnétique doit avoir lieu autour des ondes de choc de ces restes de supernova jeunes (cf. aussi plus bas).

### 6.2.4 Diffusion en aval du choc

En plus de leur entraînement par le plasma en aval, les électrons énergétiques diffusent dans le champ magnétique turbulent local, et si leur vitesse effective de diffusion par rapport au front de choc est plus grande que  $V_d$ , ils peuvent emplir une région d'épaisseur supérieure à  $\Delta R_{\text{adv}}$ . En écrivant à nouveau la version stationnaire de l'équation de transport (6.6), mais en gardant cette fois le terme de diffusion (uniforme) au lieu du terme d'advection, on obtient  $\partial^2 f / \partial x^2 = f / D\tau_{\text{syn}}$ , et la solution  $f_e(x) \propto \exp(-x/\Delta R_{\text{diff}})$ , où  $\Delta R_{\text{diff}} = \sqrt{D\tau_{\text{syn}}}$  donne donc l'échelle d'épaisseur des croissants X vis-à-vis de la diffusion.

Nous avons montré ci-dessus que le champ magnétique devait nécessairement être amplifié, de sorte qu'il est naturel d'admettre que  $\delta B \gg B_0$ , où  $B_0$  est le champ régulier, avec une turbulence isotrope en première approximation. Dans ce cas, même si la valeur du coefficient de diffusion,  $D(E)$ , n'est généralement pas connue, nous savons qu'elle ne peut être inférieure à la valeur dite « de Bohm »,  $D_B = r_L v / 3$ , déjà maintes fois mentionnée :

$$D_B(E) \simeq (3.3 \times 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) \times E_{\text{TeV}} \times B_{100}^{-1}. \quad (6.10)$$

Avec l'aide de l'équation (6.4), on obtient donc :

$$\Delta R_{\text{diff}} \geq (3.7 \times 10^{-2} \text{ pc}) \times B_{100}^{-3/2}, \quad (6.11)$$

indépendamment de l'énergie de l'électron (dans le « régime de Bohm »). Comme au paragraphe précédent, nous pouvons maintenant obtenir une limite inférieure du champ

SNR name	$\tau_{\text{syn}}^{\text{max}}/t_{\text{SNR}}$ ( $\times \bar{P}/\bar{R}$ )	$B_{\text{adv}}$ ( $\mu\text{G}$ )	$B_{\text{diff}}$ ( $\mu\text{G}$ )	$\rho_{\text{B}} = \frac{\Delta R_{\text{diff}}^{(\text{B})}}{\Delta R_{\text{adv}}}$
Cas A	$< 2.6\%$	210	230	1.1
Kepler	$< 2.8\%$	170	180	1.1
Tycho	$< 2.1\%$	200	230	1.2
SN 1006	$< 5.9\%$	57	90	2.0
G347.3–0.5	$< 3.3\%$	61	77	1.4

TAB. 6.2 – Contraintes sur le temps de pertes synchrotron et le champ magnétique en aval du choc pour les cinq SNRs dont les paramètres observés sont donnés au tableau 6.1. Dans les colonnes 3 et 4, les valeurs sont des limites inférieures dérivées de la considération de la seule advection et de la seule diffusion, respectivement. Pour déduire  $B_{\text{diff}}$ , nous avons supposé un coefficient de diffusion de Bohm, qui conduit au résultat le moins contraignant possible (i.e. au champ magnétique le plus bas). À la colonne 5, l'exposant "B" indique que le coefficient de diffusion de Bohm a également été adopté.

magnétique en aval en imposant la condition  $\Delta R_{\text{diff}} \times P \leq \Delta R_{\text{obs}}$ . Ceci s'écrit :

$$B_{\text{d}} \gtrsim (660 \mu\text{G}) \times \bar{P}^{2/3} \times \Delta R_{\text{obs},-2}^{-2/3}. \quad (6.12)$$

Un tel résultat est intéressant à divers égards. Tout d'abord, il fournit une limite inférieure au champ  $B_{\text{d}}$  qui dérive directement de l'épaisseur observée des croissants synchrotron, indépendamment de la vitesse du choc. Cette limite ne dépend pas non plus de l'énergie du rayonnement considéré, et peut donc être inférée des croissants X aussi bien que radio ou optiques, suivant que les uns ou les autres fourniront la contrainte la plus forte. Enfin, toute autre hypothèse sur la valeur du coefficient de diffusion que celle utilisée ici – celle de Bohm – conduirait à une échelle de diffusion plus grande, et donc à des croissants X plus épais. Ce coefficient de diffusion fournit ainsi la contrainte la plus faible possible sur le champ magnétique en aval utilisant l'« épaisseur de diffusion » des croissants,  $B_{\text{diff}}$ , ce qui rend l'équation (6.12) extrêmement robuste. En l'appliquant aux cas de Cas A, Kepler, Tycho, SN 1006 et G347.3 + 0.5, avec les valeurs données au tableau 6.1, on obtient, respectivement : 230, 180, 230, 90 et 77  $\mu\text{G}$  (cf. la table 6.2). Ces limites inférieures sur  $B_{\text{d}}$  sont remarquablement proches de celles obtenues avec  $\Delta R_{\text{adv}}$  et confirment la nécessité d'une forte amplification du champ magnétique préexistant.

### 6.2.5 Diffusion vs advection

Ci-dessus, la diffusion et l'advection ont été considérées séparément, mais il est intéressant et éclairant de noter que les épaisseurs correspondantes des croissants X produits par les électrons les plus énergétiques accélérées par l'onde de choc doivent en principe être du même ordre de grandeur. En effet, puisque  $\Delta R_{\text{diff}} = \sqrt{D\tau_{\text{syn}}}$  et  $\Delta R_{\text{adv}} = V_{\text{d}}\tau_{\text{syn}}$ , la condition  $\Delta R_{\text{adv}} = \Delta R_{\text{diff}}$  est équivalente à  $\tau_{\text{syn}} = D/V_{\text{d}}^2$ . Or  $D/V_{\text{d}}^2$  donne l'ordre de grandeur de l'échelle de temps d'accélération,  $\tau_{\text{acc}}$ , de sorte que  $\Delta R_{\text{adv}}$  et  $\Delta R_{\text{diff}}$  se trouvent être comparables si et seulement si  $\tau_{\text{acc}} \simeq \tau_{\text{syn}}$ , ce qui caractérise justement les électrons d'énergie maximale,  $E_{\text{e,max}}$ , dans un SNR limité par les pertes.

Les équations (6.7) et (6.11) nous permettent d'écrire simplement le rapport des deux épaisseurs dans le cas d'un coefficient de diffusion de Bohm :

$$\rho_{\text{B}} \equiv \frac{\Delta R_{\text{diff}}^{(\text{Bohm})}}{\Delta R_{\text{adv}}} \simeq 5.7 \times \bar{R} \times V_{\text{sh},3}^{-1}, \quad (6.13)$$

indépendant du champ magnétique. Les valeurs numériques obtenues avec notre jeu de paramètres sont rassemblées dans le tableau 6.2, pour un rapport de compression  $r = 4$ . Compte tenu des incertitudes sur les grandeurs mesurées, elles apparaissent remarquablement proches de 1 ! Ceci indique que la valeur du coefficient de diffusion des électrons à  $E_{e,\max}$  ne peut pas être significativement différente de la valeur de Bohm supposée ici. Dans le paragraphe qui suit, nous rendrons cet argument plus précis en nous intéressant à la coupure à haute énergie du processus d'accélération, tenant compte du temps passé par les particules en amont comme en aval, et sans nous limiter au cas du régime de diffusion de Bohm.

## 6.3 Contraintes sur les paramètres d'accélération

### 6.3.1 Échelle de temps d'accélération

Hormis quelques particules “chanceuses” gagnant de l'énergie sur une échelle de temps plus courte que la moyenne au cours du processus d'accélération stochastique, l'énergie maximale,  $E_{e,\max}$ , qu'un électron peut atteindre dans un SNR limité par les pertes s'obtient en égalant le temps de pertes synchrotron et le temps d'accélération. D'après la théorie de l'accélération diffusive par onde de choc, ce dernier s'écrit :

$$\tau_{\text{acc}} = \frac{3r}{r-1} \left( \frac{rD_d + D_u}{V_{\text{sh}}^2} \right), \quad (6.14)$$

où  $D_u$  et  $D_d$  sont les coefficients de diffusion en amont et en aval (*upstream* et *downstream*).

Sans aucune perte de généralité, nous pouvons écrire  $D_u \equiv k_u D_{B,u}$  et  $D_d \equiv k_d D_{B,d}$ , où  $D_{B,i}$  est le coefficient de diffusion de Bohm dans le champ magnétique local (amont ou aval), tel que donné par l'équation (6.10), et  $k_i$  est un simple nombre caractérisant la différence entre  $D(E_{e,\max})$  et la valeur de Bohm :  $k_i \geq 1$ . Notons que ce nombre dépend en principe de  $E$ , comme dans le cas d'une turbulence de type Kolmogorov ou Kraichnan, mais ceci n'a aucune importance ici, puisque nous ne considérons que les électrons d'énergie maximale.

Afin de limiter le nombre de paramètres libres, nous ferons l'hypothèse raisonnable que les champs magnétiques amont et aval sont reliés par les relations de passage habituelles (compression des composantes parallèles au front de choc). Compte tenu des valeurs élevées du champ magnétique, requérant une forte amplification du champ, nous supposons que la turbulence magnétique est isotrope en première approximation, de sorte que  $B_d \simeq \sqrt{(1+2r^2)}/3 B_u \simeq 0.83r B_u$ . Prenant le champ magnétique en aval comme référence pour calculer le coefficient de diffusion de Bohm, nous pouvons réécrire l'équation (6.14) comme :

$$\tau_{\text{acc}} = \frac{D_B}{V_{\text{sh}}^2} \frac{3r^2}{r-1} (k_d + 0.83k_u) \simeq 1.83 k_0 \frac{D_B}{V_{\text{sh}}^2} \frac{3r^2}{r-1}, \quad (6.15)$$

où nous avons supposé, pour la dernière égalité, que  $k_u \simeq k_d \equiv k_0$ , comme on peut l'attendre si le champ magnétique amplifié a essentiellement la même structure en amont et en aval, mise à part la compression par le choc mentionnée ci-dessus. Numériquement :

$$\tau_{\text{acc}} \simeq (30.6 \text{ yr}) \frac{3r^2}{16(r-1)} \times k_0(E) \times E_{\text{TeV}} B_{100}^{-1} V_{\text{sh},3}^{-2}. \quad (6.16)$$

SNR	$k_0(E_{\text{e,max}})$		$B_d(\alpha, r)$ in $\mu\text{G}$			$E_{\text{e,max}}(\alpha, r)$ in TeV		$\alpha_{\text{min}}$ $r = 10$
	$r = 4$	$r = 10$	(1 ; 4)	(1 ; 10)	(1/3 ; 4)	(1 ; 4)	(1/3 ; 10)	
Cas A	3.2	1.5	390	280	350	12	15	0.08
Kepler	4.5	2.2	340	250	300	11	14	0.09
Tycho	10	4.9	530	400	400	5.2	6.9	0.10
SN 1006	(0.40)	(0.19)	110 (84)	95 (59)	100 (82)	37 (32)	—	0.37
G347.3–0.5	(0.87)	(0.41)	96 (93)	84 (66)	92 (89)	36 (37)	—	0.13

TAB. 6.3 – Paramètres de diffusion et d'accélération estimés pour les cinq SNRs jeunes considérés dans le tableau 6.1 (voir le texte).

### 6.3.2 Coupure X et coefficient de diffusion

L'évaluation du temps de pertes synchrotron effectif nécessite elle aussi de distinguer entre les pertes d'énergie en amont et en aval. Si  $\tau_u$  et  $\tau_d$  sont respectivement les temps passés dans ces deux milieux, et si  $\tau_{\text{syn,u}}$  et  $\tau_{\text{syn,d}}$  sont les temps de pertes synchrotron correspondants, la loi effective de décroissance de l'énergie sur un cycle complet,  $\tau_{\text{cycle}} = \tau_u + \tau_d$ , peut-être écrite  $E(\tau_{\text{cycle}}) = E_0 \exp(-\tau_u/\tau_{\text{syn,u}}) \exp(-\tau_d/\tau_{\text{syn,d}})$ . Le temps de pertes synchrotron moyen,  $\langle \tau_{\text{syn}} \rangle$ , s'obtient par identification avec  $E(\tau_{\text{cycle}}) = E_0 \exp(-\tau_{\text{cycle}}/\langle \tau_{\text{syn}} \rangle)$  :

$$\langle \tau_{\text{syn}} \rangle = (1.25 \cdot 10^3 \text{ yr}) \times E_{\text{TeV}}^{-1} \times \langle B^2 \rangle^{-1}, \quad (6.17)$$

où  $\langle B^2 \rangle = (B_u^2 \tau_u + B_d^2 \tau_d)/(\tau_u + \tau_d)$  est le champ carré moyen. Avec  $\tau_i \propto D_i/V_i$ , nous avons  $\tau_u/\tau_d = D_u/rD_d = B_u/rB_d \simeq 0.83$  et

$$\langle B^2 \rangle \simeq B_d^2 \frac{1 + 1/0.83r^2}{1.83} \simeq 0.59 B_d^2. \quad (6.18)$$

Ainsi, en termes du champ magnétique aval :

$$\langle \tau_{\text{syn}} \rangle \simeq (2.1 \times 10^3 \text{ yr}) \times E_{\text{TeV}}^{-1} B_{100}^{-2}. \quad (6.19)$$

On obtient alors, à partir des équations (6.16) et (6.19) :

$$E_{\text{e,max}} \simeq (8.3 \text{ TeV}) \times \bar{f}(r) \times k_0^{-1/2} \times B_{100}^{-1/2} V_{\text{sh},3}, \quad (6.20)$$

où  $\bar{f}(r) \equiv f(r)/f(4)$ , avec  $f(r) = \sqrt{r-1}/r$  :  $\bar{f}(r)$  prend des valeurs comprises entre 1 et  $f(10)/f(4) \simeq 0.693$ .

Par ailleurs, l'équation (6.2) donne  $E_{\text{e,max}}$  en fonction de l'énergie de coupure des photons X :

$$E_{\text{e,max}} \simeq (22 \text{ TeV}) \times B_{100}^{-1/2} \times E_{\gamma, \text{cut, keV}}^{1/2}, \quad (6.21)$$

avec la même dépendance en  $B$ . En identifiant les deux expressions, nous pouvons ainsi déduire  $k_0 = D(E_{\text{e,max}})/D_B(E_{\text{e,max}})$  directement à partir des données sur les restes de supernova, en l'occurrence l'énergie de coupure en X et la vitesse du choc :

$$k_0(E_{\text{e,max}}) = 0.14 \times E_{\gamma, \text{cut, keV}}^{-1} \times V_{\text{sh},3}^2 \times \bar{f}(r)^2. \quad (6.22)$$

avec  $0.48 \leq \bar{f}(r)^2 \leq 1$ . Les valeurs obtenues pour  $r = 4$  et  $r = 10$  sont données au tableau 6.1. Comme il se doit,  $k_0$  est trouvé supérieur à 1 pour Cas A, Kepler et Tycho,



ou marginalement inférieur à 1 pour G347.3-0.5. Dans le cas de SN 1006,  $k_0 \simeq 0.4$  pour  $r = 4$  et 0.2 for  $r = 10$ , ce qui semble favoriser un rapport de compression faible et/ou révéler une possible surestimation de  $E_{\gamma, \max}$  (e.g. si la coupure synchrotron est moins abrupte que la coupure exponentielle supposée) et/ou une sous-estimation de  $V_{\text{sh}}$ . À noter que l'énergie de coupure et la vitesse du choc données au tableau 6.3 ont été obtenues pour SN 1006 à partir de différentes régions du SNR. Des données supplémentaires sur ces paramètres seraient donc très appréciables pour la présente étude.

En dépit des incertitudes mentionnées, il apparaît au tableau 6.3 que  $k_0$  garde des valeurs relativement faibles, ce qui signifie que la véritable valeur du coefficient de diffusion à  $E_{e, \max}$  n'est pas très supérieure à la valeur de Bohm, et qu'elle en est même probablement très proche dans le cas de SN 1006 et G347.3-0.5. Notons également que les études numériques de la diffusion dans un champ magnétique turbulent, comme celles que nous avons décrites au chapitre 4, obtiennent des valeurs de  $k_0 \simeq 3-4$  à l'énergie où  $r_L = \lambda_c$ , la longueur de cohérence du champ magnétique turbulent. Si la valeur des paramètres utilisés pour Cas A et Kepler devait être confirmée, il faudrait alors y voir un argument favorisant une échelle de turbulence proche de  $r_L(E_{e, \max})$ .

### 6.3.3 Épaisseur des croissants et régime de diffusion

Nous répétons à présent les calculs du paragraphe 6.2, mais en tenant compte cette fois conjointement de l'advection et de la diffusion, et en utilisant la valeur du coefficient de diffusion des électrons à  $E_{e, \max}$  que nous venons de déterminer. Pour obtenir l'échelle de longueur de la distribution des électrons de haute énergie en aval du choc, nous écrivons à nouveau une version stationnaire de l'équation (6.6), en gardant les termes d'advection et de diffusion :  $V_d(\partial f / \partial x) = D \partial^2 f / \partial x^2 - f / \tau_{\text{syn}}$ . La solution est à nouveau de la forme  $f(x) \propto \exp(-ax)$ , où  $a$  est la solution positive de l'équation caractéristique quadratique :

$$Da^2 + V_d a - \frac{1}{\tau_{\text{syn}}} = 0 \Rightarrow a = \sqrt{\frac{V_d^2}{4D^2} + \frac{1}{D\tau_{\text{syn}}}} - \frac{V_d}{2D} \quad (6.23)$$

L'échelle d'épaisseur de la région d'émission est alors  $\Delta R_{\text{rim}} = a^{-1}$ , et l'épaisseur observée (en projection) des croissants s'écrit :

$$\Delta R_{\text{obs}} = P \times \frac{2D/V_d}{\sqrt{1 + 4D/V_d^2 \tau_{\text{syn}}} - 1}. \quad (6.24)$$

Par définition, cette équation n'est valable qu'à  $E_{e, \text{obs}}$ , donnée par l'équation (6.3), de sorte que c'est à *cette* énergie que nous devons évaluer le temps de pertes synchrotron et le coefficient de diffusion. Nous avons déjà obtenu  $\tau_{\text{syn}}(E_{e, \text{obs}})$  par l'équation (6.5). Pour le coefficient de diffusion, nous avons dérivé sa valeur à  $E_{e, \max}$  et nous devons donc à présent faire une hypothèse sur le *régime de diffusion*, i.e. la dépendance en énergie de  $D$ . Cette dépendance n'est pas connue *a priori*, et nous la laisserons donc libre par la suite, supposant simplement qu'elle peut s'exprimer, dans le domaine d'énergie considéré, par une loi de puissance :

$$D(E) = D(E_0) \left( \frac{E}{E_0} \right)^\alpha = k_0 D_B(E_{e, \max}) \left( \frac{E}{E_{e, \max}} \right)^\alpha, \quad (6.25)$$

où l'indice  $\alpha$  est un paramètre libre. Comme nous l'avons déjà vu au chapitre 4, le régime de Bohm correspond à  $\alpha = 1$ , la théorie quasi-linéaire prédit  $\alpha = 1/3$  (resp.

1/2) dans le cas d'un spectre de type Kolmogorov (resp. Kraichnan) de la turbulence magnétique, et un simple calcul montre que  $\alpha = 2$  pour des particules de rayon de Larmor supérieur à la longueur de cohérence du champ (en parfait accord avec nos simulations). Notons que dans la mesure où  $D(E)$  doit rester supérieur à  $D_B(E)$ , il est impératif que  $k_0(E/E_0)^{\alpha-1} > 1$  à toutes les énergies où le régime en loi de puissance se maintient. Puisque  $k_0 \lesssim 10$  pour  $E_0 = E_{e,\max}$  et puisque l'énergie d'injection dans le processus d'accélération est de nombreux ordres de grandeur au dessous de  $E_{e,\max}$ , on en déduit que  $\alpha \leq 1$  au moins jusqu'à des énergies proches de  $E_{e,\max}$ .

Bien que ni  $E_{e,\text{obs}}$ , ni  $E_{e,\max}$  ne soient encore connues, leur rapport peut déjà s'exprimer très simplement : l'énergie rayonnée étant proportionnelle au carré de l'énergie de l'électron, on a par définition, avec  $E_{\gamma,\text{obs}} = 5 \text{ keV}$  :

$$\frac{E_{e,\text{obs}}}{E_{e,\max}} = \left( \frac{E_{\gamma,\text{obs}}}{E_{\gamma,\text{cut}}} \right)^{1/2} \simeq 2.2 \times E_{\gamma,\text{cut,keV}}^{-1/2}. \quad (6.26)$$

Puisque  $E_{\gamma,\text{cut}} < 5 \text{ keV}$  pour les cinq SNRs considérés, nous avons bien sûr  $E_{e,\text{obs}} > E_{e,\max}$  (les rapports sont respectivement 2.0, 2.3, 4.1, 1.3 et 1.4). Ceci permet d'obtenir une limite inférieure de  $\alpha$ , en exigeant que  $D(E_{e,\text{obs}}) \geq D_{\text{Bohm}}(E_{e,\text{obs}})$ . Avec (6.25), ceci se traduit par :

$$\alpha \geq 1 - \frac{\ln k_0(E_{e,\max})}{\ln(E_{e,\text{obs}}/E_{e,\max})}. \quad (6.27)$$

Une telle relation n'est cependant pas contraignante dans le cas de Cas A, Kepler et Tycho, puisque la valeur limite obtenue est négative. Pour SN 1006 et G347.3-0.5, nous avons déjà noté que la valeur de  $k_0$  déduite des données était inférieure à 1. Dans la suite, nous supposons  $k_0 = 1$  dans ce cas, mettant la valeur irréaliste calculée sur le compte d'incertitudes – d'ailleurs raisonnables – sur les paramètres mesurés. En conséquence, toute valeur de  $\alpha$  inférieure à 1 est interdite, ce qui implique “mécaniquement” une diffusion de Bohm. Voilà qui illustre une fois de plus à quel point les données peuvent être contraignantes pour le régime de diffusion.

### 6.3.4 Champ magnétique auto-consistant et énergie maximale des électrons

En reportant l'équation (6.26) dans (6.25) et en utilisant (6.22), on obtient :

$$D(E_{e,\text{obs}}) = (1.0 \cdot 10^{24} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) B_{100}^{-3/2} V_{\text{sh},3}^2 K(\alpha, r), \quad (6.28)$$

où nous avons défini

$$K(\alpha, r) = \bar{f}(r)^2 \times 2.2^\alpha \times E_{\gamma,\text{cut,keV}}^{-1/2-\alpha/2} \quad (6.29)$$

Le rapport au dénominateur de l'équation (6.24) s'en déduit :

$$\frac{4D(E_{e,\text{obs}})}{V_d^2 \tau_{\text{syn}}(E_{e,\text{obs}})} = 8.1 \bar{R}^2 K(\alpha, r), \quad (6.30)$$

indépendant de  $B_d$  comme de  $V_{\text{sh}}$ . Reportant (6.30) et (6.28) dans (6.24), nous obtenons une expression auto-consistante pour le champ magnétique en aval en fonction de  $\alpha$ , de  $r$  et des paramètres mesurés des SNRs :

$$B_d \simeq (520 \mu\text{G}) \left[ \frac{V_{\text{sh},3} \Delta R_{\text{obs},-2}^{-1} \bar{P} \bar{R} K(\alpha, r)}{\sqrt{1 + 8.1 \bar{R}^2 K(\alpha, r)} - 1} \right]^{2/3}. \quad (6.31)$$

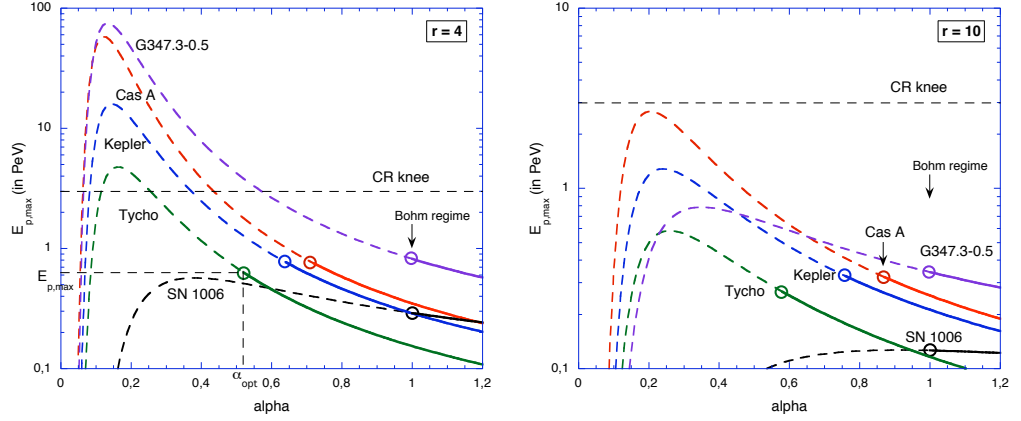


FIG. 6.2 – Énergie maximale des protons,  $E_{p,\max}$ , en fonction de l'indice du régime de diffusion,  $\alpha$ , pour  $r = 4$  (à gauche) et  $r = 10$  (à droite). La partie pointillée des courbes correspond à des valeurs de  $\alpha$  qui conduisent à des coefficients de diffusion plus petits que la limite de Bohm à  $E_{p,\max}$ , et qui sont donc exclues. La valeur de  $E_{p,\max}$  la plus élevée possible est matérialisée par les cercles donnant la valeur  $\alpha_{\text{opt}}$  au-dessus de laquelle les indices du régime de diffusion sont tout à fait valides – notamment l'index de Bohm  $\alpha = 1$ , mais conduisent à des valeurs plus faibles de  $E_{p,\max}$ .

Les résultats sont reproduits dans le tableau 6.3, pour différentes valeurs du rapport de compression et différents régimes de diffusion. Pour SN 1006 et G347.3-0.5, nous avons posé  $k_0(E_{e,\max}) = 1$  (i.e.  $D = D_{\text{Bohm}}$ ) et donné entre parenthèses le résultat obtenu avec la valeur calculée (non physique)  $k_0 < 1$ . Comme noté précédemment, les champs magnétiques estimés sont très largement supérieurs aux champs typiques du milieu interstellaire et nécessitent une forte amplification au voisinage du choc, probablement induite par les particules énergétiques. Des champs magnétiques plus faibles sont obtenus avec des valeurs plus petites de  $\alpha$  et/ou des rapports de compression plus grands. Deux cas limites sont considérés : ( $\alpha = 1, r = 4$ ) et ( $\alpha = 1/3, r = 10$ ).

Avec ces valeurs du champ magnétique, nous pouvons maintenant dériver l'énergie maximale des électrons de manière totalement consistante, à partir de l'équation (6.21) :

$$E_{e,\max} \simeq (9.6 \text{ TeV}) \times E_{\gamma,\text{cut,keV}}^{1/2} \times \left[ \frac{V_{\text{sh},3} \Delta R_{\text{obs},-2}^{-1} \bar{P} \bar{R} K(\alpha, r)}{\sqrt{1 + 8.1 \bar{R}^2 K(\alpha, r) - 1}} \right]^{-1/3}. \quad (6.32)$$

Les résultats sont donnés dans le tableau 6.3 : ces énergies maximales sont de l'ordre de 10 TeV pour Cas A et Kepler, 5 TeV pour Tycho, et 40 TeV pour SN 1006 et G347.3-0.5, pratiquement indépendamment des paramètres  $\alpha$  et  $r$ .

Finalement, la valeur de  $E_{e,\max}$  et la valeur associée de  $E_{e,\text{obs}}$  nous permettent de poser une limite inférieure sur  $\alpha$ , en exigeant que le temps d'accélération total des électrons jusqu'aux énergies les plus hautes n'excede pas l'âge du SNR,  $t_{\text{SNR}}$ . En intégrant le temps d'accélération, (6.14), de  $E_{\text{inj}}$  à  $E_{e,\text{obs}} \gg E_{\text{inj}}$ , en utilisant (6.25), on trouve

$$t_{\text{acc}}(E_{e,\text{obs}}) = \int_{E_{\text{inj}}}^{E_{e,\text{obs}}} \tau_{\text{acc}}(E) \frac{dE}{E} \simeq \frac{1}{\alpha} \tau_{\text{acc}}(E_{e,\text{obs}}). \quad (6.33)$$

SNRs	$r = 4$			$r = 10$			paramètres SNR modifiés		
	$\alpha_{\text{opt}}$	$E_{\text{p,max}}$ (in PeV)		$\alpha_{\text{opt}}$	$E_{\text{p,max}}$ (in PeV)		$\alpha_{\text{opt}}$	$E_{\text{p,max}}$ (in PeV)	
		$\alpha = \alpha_{\text{opt}}$	$\alpha = 1$		$\alpha = \alpha_{\text{opt}}$	$\alpha = 1$		$\alpha = \alpha_{\text{opt}}$	$\alpha = 1$
Cas A	0.72	0.75	0.35	0.87	0.32	0.25	0.62	1.8	0.37
Kepler	0.64	0.77	0.29	0.76	0.33	0.21	0.56	1.9	0.31
Tycho	0.52	0.63	0.15	0.58	0.27	0.11	0.48	1.8	0.17
SN 1006	1	0.29	0.29	1	0.13	0.13	0.97	0.67	0.62
G347.3-0.5	1	0.82	0.82	1	0.34	0.34	0.81	1.8	0.96

TAB. 6.4 – Valeurs de  $\alpha$  et  $E_{\text{p,max}}$  déduites pour les cinq SNRs considérés dans le tableau 6.1 (voir le texte). En plus des cas avec un rapport de compression de 4 et 10, nous considérons un “cas extrême” avec des paramètres des SNR artificiellement modifiés de façon à augmenter la valeur de  $E_{\text{p,max}}$  : on a ainsi augmenté la vitesse du choc de 25% et divisé l’épaisseur observée des croissants ainsi que l’énergie de coupure en X par un facteur 2. Dans chaque cas, nous donnons  $E_{\text{p,max}}$  pour  $\alpha_{\text{opt}}$  et pour  $\alpha = 1$  (i.e. un régime de diffusion de Bohm).

Des équations (6.15) et (6.28), on tire :

$$\tau_{\text{acc}}(E_{\text{e,obs}}) \simeq (93 \text{ yr}) \bar{f}^{-2} B_{100}^{-3/2} K(\alpha, r), \quad (6.34)$$

de sorte que la condition  $t_{\text{acc}}(E_{\text{e,obs}}) < t_{\text{SNR}}$  s’écrit :

$$\frac{\alpha \bar{f}^2 \bar{P} \bar{R}}{\sqrt{1 + 8.1 \bar{R}^2 K(\alpha, r)} - 1} \gtrsim \frac{7.8 \text{ yr}}{t_{\text{SNR}}} \frac{\Delta R_{\text{obs}, -2}}{V_{\text{sh}, 3}}, \quad (6.35)$$

En résolvant en  $\alpha$ , nous obtenons la limite inférieure  $\alpha_{\text{min}}$ . Pour  $r = 4$ , elle est de l’ordre de 0.05, ce qui n’est pas réellement contraignant. Les valeurs de  $\alpha_{\text{min}}$  sont données dans le tableau 6.3 pour  $r = 10$ . Elles ne sont pas non plus véritablement contraignantes, et compatibles aussi bien avec un régime de diffusion de type Kolmogorov et un régime de Bohm (NB : le cas  $r = 10$  avec  $\alpha < 1$  ne concerne pas SN 1006 et G347.3-0.5).

## 6.4 Énergie maximale des protons accélérés

Nous venons d’estimer la valeur du champ magnétique amplifié au voisinage de l’onde de choc et le coefficient de diffusion à l’énergie maximale des électrons,  $E_{\text{e,max}}$ . Nous considérons à présent leurs conséquences sur l’énergie maximale des protons,  $E_{\text{p,max}}$ , qui (dans le cas le plus favorable) est limitée par l’âge du SNR et s’obtient donc par la condition  $t_{\text{acc}}(E_{\text{p,max}}) = t_{\text{SNR}}$ . En menant l’intégrale comme dans l’équation (6.33) jusqu’à  $E_{\text{p,max}}$ , on trouve :

$$t_{\text{acc}}(E_{\text{p,max}}) = \frac{\tau_{\text{acc}}(E_0)}{\alpha} \left( \frac{E_{\text{p,max}}}{E_0} \right)^\alpha, \quad (6.36)$$

d’où

$$E_{\text{p,max}} \simeq E_0 \left[ \frac{\alpha t_{\text{SNR}}}{\tau_{\text{acc}}(E_0)} \right]^{1/\alpha}. \quad (6.37)$$

En choisissant  $E_0 = E_{e,\max}$  ou  $E_{e,\text{obs}}$  et en reportant les expressions correspondantes,  $E_{p,\max}$  s'obtient en fonction du seul paramètre libre restant,  $\alpha$  :

$$E_{p,\max} \simeq (49 \text{ TeV}) B_{100}^{-1/2} \left[ \frac{t_{\text{SNR}}}{93 \text{ yr}} \alpha \frac{\bar{f}^2(r) B_{100}^{3/2}}{K(\alpha, r)} \right]^{1/\alpha}, \quad (6.38)$$

où  $B$  est donné par l'équation (6.31).

L'énergie maximale des protons est montrée sur la figure 6.2 en fonction de  $\alpha$ , pour les SNRs considérés. La forme de la courbe se comprend aisément en considérant les rôles respectifs du taux instantané d'accélération,  $\tau_{\text{acc}}$ , et du temps d'accélération intégré,  $t_{\text{acc}}$ , à l'énergie  $E_{p,\max}$ . Ci-dessus, nous avons pu calculer le coefficient de diffusion à  $E_{e,\max}$ , ce qui donne un point d'appui pour la valeur de  $D$  aux autres énergies. Pour de très faibles valeurs de  $\alpha$ , le coefficient de diffusion à basse énergie est bien plus élevé que dans le cas d'une diffusion de Bohm, et le temps d'accélération intégré devient très grand. La situation s'améliore quand  $\alpha$  augmente, mais le rapport entre  $D(E_{p,\max})$  et  $D(E_{e,\max})$  augmente également, de sorte que  $\tau_{\text{acc}}(E_{p,\max})$  devient plus grand et que le temps requis pour atteindre les hautes énergies s'allonge. Le meilleur compromis est obtenu pour  $\alpha \simeq 0.1\text{--}0.2$ , mais ces valeurs  $\alpha$  sont exclues pour la raison qu'elles conduisent à des coefficients de diffusion à  $E_{p,\max}$  bien plus faibles que le coefficient de diffusion de Bohm. Les courbes portées sur la figure 6.2 ne sont donc valides que pour des paires de valeurs de  $\alpha$  et de  $E_{p,\max}$  telles que  $D(E_{p,\max}) \geq D_{\text{Bohm}}(E_{p,\max})$ . Exactement comme dans le paragraphe 6.3.3, nous devons donc nous assurer que  $k_0(E_{p,\max}/E_{e,\max})^{\alpha-1} \geq 1$ , ce qui correspond à la partie des courbes représentée en trait plein sur la figure (la partie en pointillé correspondant au cas contraire). Ainsi, bien que des valeurs de  $E_{p,\max}$  relativement élevées pourraient sembler à la portée du mécanisme d'accélération dans le cas où  $\alpha \simeq 0.1\text{--}0.2$ , il nous faut les considérer ici comme non physiques et par conséquent les exclure.

Pour chaque reste de supernova, on peut définir la « valeur optimale » de  $\alpha$  (du point de vue des hautes énergies) comme la valeur  $\alpha_{\text{opt}}$  conduisant à la plus grande valeur possible de  $E_{p,\max}$ . Les valeurs optimales pour nos cinq SNRs sont données au tableau 6.4, avec également l'énergie maximale des protons dans l'hypothèse d'un régime de diffusion de Bohm. Comme on peut le voir,  $\alpha_{\text{opt}}$  se situe typiquement entre 0.5 et 0.7 pour  $r = 4$  et entre 0.6 et 0.9 pour  $r = 10$ , sauf dans le cas de SN 1006 et de G347.3-0.5, où nous avons déjà indiqué que des valeurs  $\alpha < 1$  n'étaient pas favorisées par les données. Il apparaît également que même dans ce cas optimal, l'énergie maximale des protons la plus élevée possible est encore inférieure à l'énergie du genou du spectre des rayons cosmiques, vers  $3\text{--}5 \cdot 10^{15}$  eV, par un facteur 4 (ou même 10 dans le cas de SN 1006). Ceci est encore plus vrai si l'on suppose que l'accélération est très efficace, de sorte que les effets d'accélération non-linéaires résultent en un rapport de compression plus élevé. Pour  $r = 10$ ,  $E_{p,\max}$  est systématiquement plus faible que l'énergie du genou par un ordre de grandeur. Il convient également de noter qu'un régime de diffusion de Bohm conduit à des valeurs de  $E_{p,\max}$  plus faibles, car  $D(E_{p,\max})$  est alors plus grand que la valeur de Bohm. L'indice du régime de diffusion qui donne le coefficient de diffusion le plus faible possible à  $E_{p,\max}$  est précisément  $\alpha_{\text{opt}}$ , d'où il découle la plus grande énergie maximale.

Un autre résultat intéressant est que  $E_{p,\max}$  est pratiquement identique pour tous les SNRs considérés, avec des valeurs autour de 0.7 PeV tout au plus, en dépit des valeurs différentes que prennent les paramètres dans chacun de ces restes. Cela pourrait indiquer que non seulement ces cinq SNRs particuliers, la plupart des SNRs ne peuvent pas accélérer des protons jusqu'à l'énergie du genou. Dans la mesure où les mécanismes

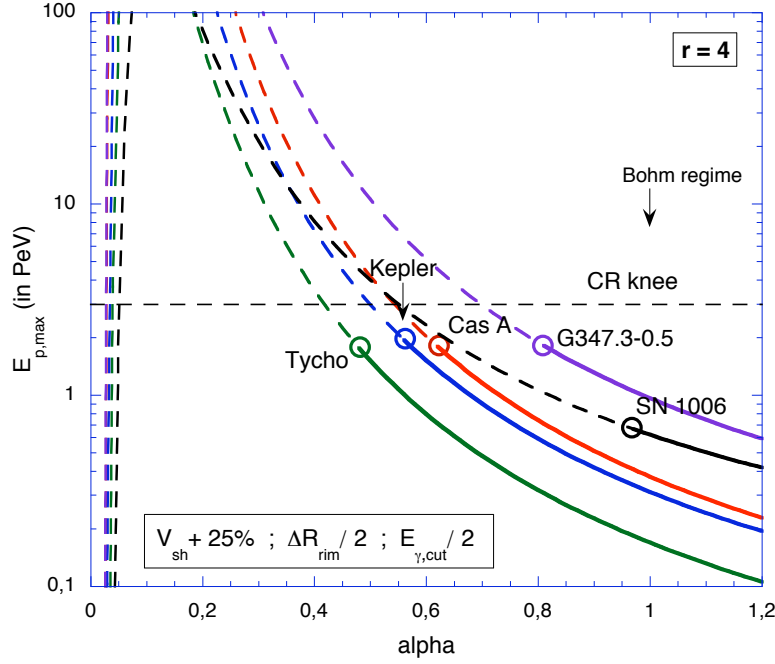


FIG. 6.3 – Comme la figure 6.2a, avec des paramètres de SNRs artificiellement modifiés :  $V_{sh}$  plus élevée de 25%,  $\Delta R_{rim}$  et  $E_{\gamma,cut}$  deux fois plus faibles.

impliqués ne dépendent que de la rigidité des particules, les noyaux plus lourds, de charge  $Z$ , devraient atteindre des énergies  $Z$  fois plus élevées, i.e.  $\lesssim 20$  PeV pour les noyaux de Fe dans le cas optimal.

Afin d'explorer l'influence sur nos résultats des incertitudes observationnelles sur les paramètres des SNRs, nous avons considéré ce qui pourrait être vu comme un cas extrême, où tous les paramètres ont été déplacés conjointement vers des valeurs entraînant une énergie maximale des protons plus élevée. Sur la figure 6.3, nous montrons  $E_{p,max}(\alpha)$  pour un cas où la vitesse du choc a été accrue de 25%, l'épaisseur des croisants divisée par 2, et la valeur de l'énergie de coupure  $X$  également divisée par 2 (tout en conservant la valeur du rapport de compression la plus favorable, à savoir  $r = 4$ ). Les valeurs correspondantes de  $E_{p,max}$  pour  $\alpha_{opt}$  et pour un régime de diffusion de Bohm sont données au tableau 6.4. Comme on peut le voir, même dans ce cas  $E_{p,max}(\alpha_{opt})$  reste systématiquement inférieure à l'énergie du genou, même si ce n'est que de 40% pour tous les SNRs sauf SN 1006. Pour  $\alpha = 1$  (régime de Bohm),  $E_{p,max}$  est encore un ordre de grandeur au dessous du genou pour Cas A, Kepler et Tycho. Il apparaît ainsi que la forte amplification du champ magnétique que nous avons pu mettre en lumière ci-dessus demeure insuffisante pour permettre aux SNRs jeunes et isolés tels que ceux considérés ici fournir (du moins directement) la contribution principale au rayonnement cosmique galactique.

## 6.5 Résumé et commentaires

Dans ce chapitre, nous avons étudié en détail quelles contraintes sur les paramètres gouvernant la diffusion et l'accélération dans les SNRs pouvaient être déduites de l'observation de croissants extrêmement fins dans le domaine des rayons X, dont l'épaisseur serait limitée par les pertes synchrotron des électrons les plus énergétiques. Nous avons appliqué cette étude à cinq SNRs jeunes particuliers, pour lesquels nous disposons de données suffisamment précises, et par une étude conjointe de l'advection et de la diffusion des électrons en aval du choc nous avons pu déterminer la valeur du champ magnétique dans cette région. Il est intéressant de noter que nos résultats confirment une amplification considérable du champ, comme il a été suggéré par des études théoriques récentes. De fait, nous obtenons des valeurs allant de 250 à 500  $\mu\text{G}$  dans le cas des restes de supernova Cas A, Kepler, et Tycho, et  $\sim 100 \mu\text{G}$  dans le cas de SN 1006 et de G347.3-0.5. Parallèlement, l'énergie maximale des électrons a été déterminée : on trouve des valeurs entre 5 et 50 TeV, à peu près indépendamment de la valeur supposée pour le rapport de compression.

Nous avons également pu déduire pour la première fois la valeur du coefficient de diffusion à l'énergie maximale des électrons, en reliant l'énergie de coupure de l'émission X à l'échelle de temps d'accélération. Le résultat est là encore intéressant, car nous trouvons que les données exigent des valeurs typiquement comprises entre 1 et 10 fois la valeur du coefficient de diffusion de Bohm, généralement utilisée sans justification dans les modèles d'accélération.

Ainsi, nous avons pu contraindre efficacement les deux paramètres physiques essentiels déterminant l'énergie maximale des particules dans les restes de supernova, à savoir le champ magnétique et le coefficient de diffusion, et il est particulièrement intéressant de noter que l'un et l'autre ont des valeurs quasiment optimales pour favoriser l'accélération à très haute énergie, et conformes aux hypothèses théoriques optimistes. Mais ce que nous avons également montré, c'est que même dans ces conditions, les protons ne pouvaient pas atteindre dans ces SNRs des énergies supérieures à 1 ou 2 PeV, même en modifiant la valeur des paramètres mesurés pour tenir compte de la manière la plus favorable possible des incertitudes expérimentales. Pour les valeurs nominales, nous obtenons des énergies maximales de l'ordre de 0.5 à 1 PeV (ou  $Z$  fois plus pour les autres noyaux).

Dans la perspective de notre étude phénoménologique générale du rayonnement cosmique, ces résultats ont plusieurs conséquences importantes. D'abord, ils confirment ce que nous annoncions au chapitre 5, à savoir que l'hypothèse SNR pour l'origine des rayons cosmiques est en sérieuse difficulté du fait de ce fameux problème de l'énergie maximale. Nous avons suffisamment dit déjà qu'atteindre l'énergie du genou ne serait de toute façon pas suffisant, mais nous voyons là que cela semble de toute façon impossible. Cela dit, soyons prudents : nos calculs ont été menés dans le cadre d'hypothèses raisonnables et généralement admises par la communauté, mais il se peut fort bien qu'elles manquent une donnée importante du problème qui aurait jusque là échappé aux chercheurs. Mais même dans l'hypothèse où l'épaisseur des croissants serait en fait fixée par une échelle de décroissance de la turbulence en aval, et non par les pertes synchrotrons des électrons, on ne pourrait qu'en déduire un champ magnétique moins élevée, et par conséquent une énergie maximale d'accélération plus faible encore.

Une deuxième remarque s'impose : la théorie de l'accélération des particules dans les SNRs est décidément remarquablement maîtrisée. Aucune de ses prédictions ne se trouve prise en défaut. L'énergie maximale prédite *a priori* est bien celle qu'on déduit effectivement des données, et la cohérence du modèle semble tout à fait convenable. Ce n'est donc pas cette théorie qui semble en cause, mais plutôt notre préjugé qui veut que

les SNRs devraient absolument être la source du rayonnement cosmique, et qui nous empêche de nous réjouir de succès théoriques pourtant patents.

Enfin, il convient d'ajouter que les résultats ci-dessus semblent être en mesure d'appuyer l'hypothèse émise par Erlykin & Wolfendale (1997, 2004), que nous avons déjà évoqué au § 1.2, que le genou pourrait être dû à la contribution d'une composante particulière de rayons cosmiques associée à l'explosion d'une supernova proche et récente. Dans la perspective que nous tendons à favoriser d'une composante principale de rayons cosmiques qui serait essentiellement indépendante des SNRs isolés et qui produirait l'essentiel du spectre des rayons cosmiques jusqu'à la cheville, il semble en effet naturel que, sans y contribuer significativement dans leur ensemble, les SNRs individuels soient en mesure, au hasard des explosions de supernova, de moduler localement un spectre sous-jacent plus régulier, et de produire ainsi une structure qui pourrait être perçue effectivement comme un genou. Si un tel scénario devait être poursuivi, les résultats que nous avons rapporté ci-dessus lui apporteraient en tout cas un soutien de principe indéniable, puisque l'énergie maximale de noyaux tels que le carbone ou l'oxygène, dont on sait qu'ils sont particulièrement abondants, serait tout à fait dans la gamme d'énergie requise. C'est d'ailleurs à ce type de noyaux que les auteurs de ce modèle de genou se sont récemment référés.





## Chapitre 7

# La nucléosynthèse des éléments légers : Li, Be et B

Dans ce chapitre, nous abordons un aspect fondamental de la phénoménologie du rayonnement cosmique, qui est malheureusement peu connu et par conséquent rarement pris en compte dans la réflexion sur l'origine du rayonnement cosmique. Son étude permet pourtant d'obtenir des conclusions édifiantes quant à la composition des rayons cosmiques à leur source, qui n'est pas sans poser de graves difficultés à l'hypothèse SNR, et qui renforce considérablement l'idée d'un rôle prépondérant des superbulles dans l'accélération des rayons cosmiques.

### 7.1 Nucléosynthèse spallative et rayons cosmiques

On peut résumer la situation très simplement en disant que, parmi ses nombreuses fonctions dans l'écologie galactique générale, le rayonnement cosmique est le responsable direct de la nucléosynthèse des éléments légers, c'est-à-dire de la création, dans l'univers, des noyaux Li, Be et B.

Ces éléments sont connus en physique nucléaire pour leur extrême fragilité, et pour cette raison les étoiles, responsables de l'existence de la plupart des noyaux dans notre univers, tendent à les détruire bien plus qu'à les produire. Sans entrer dans les détails pourtant fascinant de cette aventure nucléosynthétique universelle, rappelons qu'il existe trois processus fondamentaux de fabrication des noyaux. La nucléosynthèse primordiale prend place lors du refroidissement rapide de l'univers primordial en expansion, composé essentiellement de protons et de neutrons. Les fusions successives de ces nucléons devaient permettre, comme l'avait suggéré George Gamow dès 1946, de synthétiser tous les éléments chimiques connus, mais l'absence de noyaux stables comportant 5 ou 8 nucléons (durées de vie respectives de  $10^{-21}$  s et  $10^{-16}$  s) a signé l'échec de cette entreprise, puisque une fois obtenus les noyaux d'hélium à 4 nucléons, ni l'adjonction d'un proton ( $4 + 1 = 5$ , instable), ni celle d'un autre noyau  $^4\text{He}$  ( $4 + 4 = 8$ , instable) n'étaient possibles. Seuls les noyaux D,  $^3\text{He}$ , et  $^7\text{Li}$  furent synthétisés à l'état de trace, mais aucun noyau de masse supérieure à 7 ne put être significativement produit, dans la mesure où les réactions à trois corps (e.g.  $\alpha + \alpha + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ ) étaient extrêmement improbables dans les conditions du Big Bang. La nucléosynthèse primordiale laissa ainsi l'univers constitué essentiellement d'hydrogène  $^1\text{H}$  ( $\sim 76\%$  en masse) et d'hélium  $^4\text{He}$  ( $\sim 22\%$ ).

Pour les autres éléments, Fred Hoyle et ses collaborateurs proposèrent à la fin des

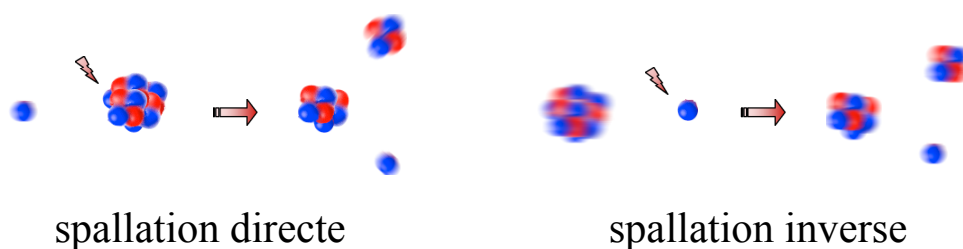


FIG. 7.1 – Schéma représentant les deux processus de production des éléments légers par spallation. À gauche : spallation directe (protons ou particules alpha énergétiques sur C, N ou O au repos). À droite : spallation inverse (C, N ou O énergétiques sur H ou He au repos).

années 50 l'idée d'une origine stellaire. Cette idée devait s'avérer correcte pour les noyaux comportant plus de 12 nucléons (les "métaux", dans le langage des astrophysiciens). Dans le cœur des étoiles massives, la densité et la température peuvent en effet être maintenues à une valeur suffisamment élevée pendant suffisamment longtemps pour que les réactions à trois corps cessent d'être négligeables. En produisant le  $^{12}\text{C}$  par fusion de trois noyaux  $^4\text{He}$  ( $3 \times 4 = 12$ ), on évite alors les « noyaux interdits » à 5 et 8 nucléons, ainsi que les noyaux fragiles ( $A = 6$  à  $11$ ). À partir du  $^{12}\text{C}$ , les fusions successives de noyaux peuvent reprendre au rythme fixé par la physique nucléaire, et tant que ces fusions sont énergétiquement favorable – c'est-à-dire jusqu'au fer –, les étoiles, notamment les plus massives, se montrent tout à fait capables de remplir leur rôle nucléosynthétique fondamental. Pour les noyaux plus lourds, c'est la nucléosynthèse dite explosive qui prend le relais, permettant la fusion endothermique de nucléons jusqu'aux noyaux les plus lourds qui nous soient connus, essentiellement lors des explosions de supernova dont on entrevoit ainsi un autre rôle capital dans l'écologie galactique.

On l'aura noté, la classe des isotopes légers  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ , et  $^{11}\text{B}$ , à laquelle on se référera collectivement en parlant de « LiBeB », est la grande oubliée de ces processus nucléaires : La nucléosynthèse primordiale s'arrête à  $A = 4$ , et la nucléosynthèse stellaire reprend à  $A = 12$  ! Rien d'étonnant, par conséquent, à ce que leur abondance soit si faible :  $\text{Li}/\text{H} = 1\text{--}2 \cdot 10^{-9}$ ,  $\text{Be}/\text{H} = 1\text{--}3 \cdot 10^{-11}$ , et  $\text{B}/\text{H} = 2\text{--}8 \cdot 10^{-10}$  dans l'environnement galactique local. Mais aussi faible soit-elle, l'abondance de ces éléments n'est pas nulle, et il faut bien trouver un mécanisme pour les produire. Sachant que la fragilité des noyaux légers leur interdit pratiquement tout mode de production thermique, il est naturel de se tourner vers des processus non-thermiques – et qui dit processus non-thermique dit bien sûr rayonnement cosmique.

C'est ainsi qu'au début des années 1970 fut élaborée par l'école franco-canadienne sous l'impulsion de Hubert Reeves, une théorie cohérente de l'origine des éléments légers dans laquelle les rayons cosmiques tiennent le rôle principal. L'idée est simple : puisqu'on ne peut les former par fusion de noyaux plus légers, il s'agit de les produire par spallation, en ôtant quelques nucléons à des noyaux plus lourds (cf. Fig. 7.1). Les noyaux C, N et O étant particulièrement abondants dans la galaxie, c'est à eux que l'on pense en premier lieu. Le mécanisme est non seulement séduisant, mais en réalité inévitable. Nous savons sans l'ombre d'un doute que le rayonnement cosmique existe, et que par conséquent des noyaux énergétiques, essentiellement des protons et des particules alpha, sillonnent la galaxie. Nous savons d'autre part qu'un grand nombre de noyaux C, N

et O sont présents dans le milieu interstellaire. L'énergie des rayons cosmiques étant supérieure à celle des seuils de spallation des noyaux CNO, il est certain que ce processus conduit à la production de LiBeB, et puisqu'elle a lieu dans le milieu interstellaire froid et dilué (contrairement aux conditions régnant au cœur d'une étoile), rien ne peut empêcher la survie de ces noyaux, aussi fragiles soient-ils. Rappelons en outre que ces processus de spallation (ou plus précisément de *spallation inverse*, cf. Fig. 7.1b) sont observés directement au sein du rayonnement cosmique lui-même, puisque c'est par ce processus qu'on explique l'énorme surabondance du LiBeB parmi les rayons cosmiques, déjà commentée au § 3.1 et illustrée par la figure 3.1. La seule question qu'il reste à se poser est donc celle-ci : ce processus incontournable de nucléosynthèse spallative induite par le rayonnement cosmique est-il suffisamment efficace pour rendre compte des abondances observées ?

La réponse, on peut en être rassuré, est positive. Connaissant la densité de rayons cosmiques à chaque énergie,  $N_i(E)$ , les sections efficaces de spallation et l'abondance des noyaux cibles dans le milieu interstellaire,  $n_{\text{CNO}}$ , il est aisé de calculer les taux de production instantanés de LiBeB :

$$\frac{dN_{\text{LiBeB}}}{dt} = \int_0^\infty N_{\text{p},\alpha}(E) n_{\text{CNO}} \sigma(E) v(E) dE, \quad (7.1)$$

et d'intégrer ensuite sur l'âge de la galaxie,  $t_0$  :

$$N_{\text{LiBeB}}(t_0) = \int_0^{t_0} \frac{dN_{\text{LiBeB}}}{dt} dt \sim \frac{dN_{\text{LiBeB}}}{dt} \times t_0, \quad (7.2)$$

pour obtenir la quantité totale de LiBeB accumulée. Les prédictions concordent sans difficulté avec les observations. C'est d'autant plus intéressant qu'il n'y a essentiellement aucun paramètre libre dans ces calculs...

## 7.2 Des observations inattendues

L'affaire en serait restée là si des observations très fines effectuées à partir du début des années 1990 n'avait pas permis de mesurer l'abondance relative du Li, du Be et du B dans de très vieilles étoiles du halo, présentant une métallicité très faible, jusqu'à un millièème de la métallicité solaire, et même en deçà. La situation phénoménologique est claire : ces étoiles vieilles ont été formées à une époque où l'évolution chimique galactique n'en était qu'à ses débuts, et donc à partir d'un gaz très peu enrichi en éléments lourds produits par les étoiles au cours des millions et des milliards d'années d'existence de notre galaxie. En mesurant l'abondance des éléments légers dans ces étoiles, on peut donc accéder, en plus de la *quantité totale* de LiBeB produite par le rayonnement cosmique depuis l'origine, à *l'évolution du taux de production* avec le temps.

Puisque ce taux de production dépend directement de l'intensité et de la composition du rayonnement cosmique, nous avons là une opportunité exceptionnelle d'accéder aux caractéristiques physiques de ces particules énergétiques accélérées il y a plusieurs milliards d'années. Une telle situation paraît réellement exceptionnelle quand on sait que le rayonnement cosmique ne reste jamais plus de quelques dizaines de millions d'années dans notre galaxie, et il faut bien dire que personne, parmi les cosmiciens, n'avait réellement songé à ce qu'elle fût possible. Aussi y a-t-il lieu de regretter que les conclusions auxquelles elle permet de parvenir ne soient pas plus systématiquement considérées. On retiendra en tout cas que c'est à nouveau l'ouverture de la perspective

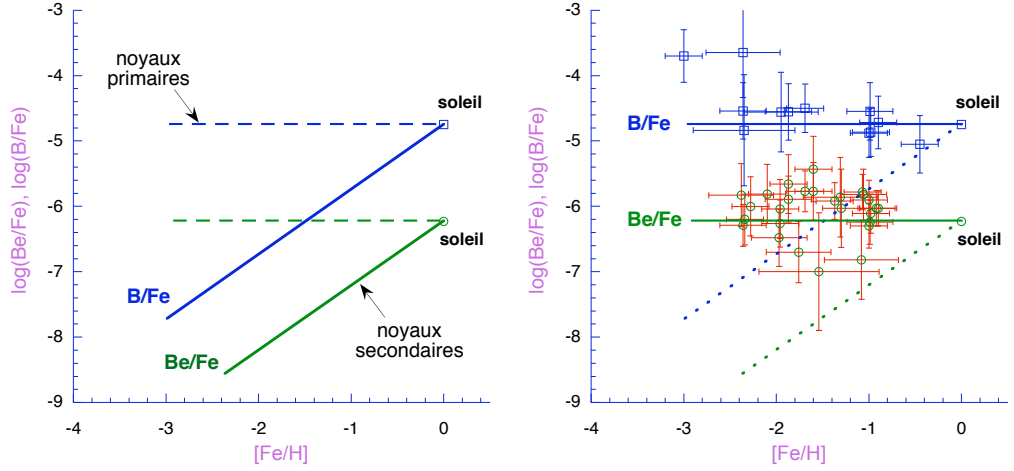


FIG. 7.2 – Évolution des rapports d'abondance Be/Fe et B/Fe, en fonction de la métallicité des étoiles. À gauche : prédiction du modèle standard,  $\text{Be/Fe} \propto Z$  (noyaux secondaires). À droite : observations dans les étoiles du halo,  $\text{Be/Fe} \simeq \text{constant}$  (noyaux primaires), en indéniable violation des prédictions (traits pointillés). NB : le point correspondant au soleil fixe un point de référence connu avec une très bonne précision.

astrophysique associée au rayonnement cosmique qui permet de récolter ici des informations précieuses dans un champ apparemment très éloigné de notre problématique, à savoir l'astronomie stellaire la plus traditionnelle. Nulle trace en effet de hautes énergie ni même de rayonnement non-thermique dans ces observations. Il s'agit simplement de spectroscopie UV très fine, permettant de détecter des abondances nucléaires extrêmement faibles jusque dans les plus vieilles étoiles connues dans l'univers.

Ces observations sont résumées sur la figure 7.2b. En abscisse est portée la métallicité des étoiles, définie traditionnellement à partir du rapport d'abondance du fer et de l'hydrogène, rapporté à celui du système solaire :

$$[\text{Fe}/\text{H}] \equiv \log_{10} \left[ \frac{(\text{Fe}/\text{H})_{\star}}{(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}} \right], \quad (7.3)$$

et en ordonnée les rapports Be/Fe et B/Fe. Il apparaît clairement que ces rapports sont essentiellement constants sur les trois ordres de grandeur de métallicité observés, ce qui indique que le Be et le B ont été produits au même rythme que le Fe tout au long de l'évolution chimique galactique.

Ces résultats ont eu un retentissement extraordinaire et donné lieu à des campagnes d'observation intenses et complémentaires. Chaque nouvelle donnée ne venait que renforcer la conclusion qui ne fait plus de doute aujourd'hui : les éléments légers sont des noyaux primaires, et non pas secondaires, comme on le croyait depuis toujours ! On entend ici par « noyaux primaires » des noyaux dont l'abondance augmente dans le milieu interstellaire proportionnellement à l'activité nucléosynthétique des étoiles – et pour lesquels on a donc  $(X) \propto (\text{Fe}/\text{H})$  –, et par « noyaux secondaires » des noyaux qui sont produits indirectement à partir de noyaux primaires, qui se caractérisent par une abondance non plus proportionnelle à la métallicité, mais à son carré, tout simplement parce que leur production requiert la présence préalable des noyaux primaires. Leur taux de

production est donc proportionnel à la métallicité, et en intégrant sur le « temps métallique » (c'est-à-dire le temps mesuré en unités d'abondance des métaux ou noyaux primaires), on obtient tout naturellement une évolution de type  $(X) \propto (Fe/H)^2$ . Tout ceci est le b. a.-ba de l'évolution chimique galactique.

Or les noyaux légers sont *par excellence* des noyaux secondaires. Impossible de les former s'il n'existe pas déjà des noyaux C, N ou O (qui, eux, sont primaires), puisque c'en sont les pères directs ! C'est donc tout naturellement qu'on s'attendait à voir leur abondance augmenter proportionnellement au *carré* de la métallicité, ou si l'on préfère, les rapports LiBeB/Fe augmenter proportionnellement à l'abondance du Fe. C'est ce que représente la figure 7.2a. Mais cette prédiction, pourtant si naturelle, est violemment mise en défaut par les données, qui montrent en effet une évolution de type noyaux primaires, avec des rapports LiBeB/Fe essentiellement constants.

### 7.3 Comportement primaire et spallation inverse

Au vu de la figure 7.2b, on pourrait se mettre à douter de l'origine spallative des éléments légers. Mais nous l'avons rappelé, nous ne connaissons strictement aucun autre mécanisme capable de produire le LiBeB, même à un taux plus faible. Il faut dès lors admettre que ces noyaux légers sont bien secondaires *par essence*, mais que leur *comportement* est primaire. Nous n'entrerons pas ici dans le détail des travaux auxquels ont conduit ces observations véritablement fracassantes, et auxquels nous avons eu le plaisir de prendre une part importante, mais nous voulons rappeler pour mémoire que c'est Michel Cassé qui semble avoir compris le premier que la solution du paradoxe devait probablement se trouver dans la considération du processus exactement inverse de celui considéré jusqu'alors : à savoir l'interaction des noyaux CNO énergétiques, faisant parti des rayons cosmiques, sur les noyaux H et He du milieu interstellaire, et non pas l'inverse (Cassé *et al.*, 1995). Ce n'est donc rien d'autre que ce que nous avons déjà appelé ci-dessus le processus de spallation inverse, représenté sur la figure 7.1b, et dont nous avons justement la preuve de la mise en œuvre effective par les mesures d'abondance des différents rayons cosmiques.

Ce mécanisme n'est donc pas une nouveauté, mais s'il avait été négligé jusque là, c'est tout simplement parce qu'il *est*, en effet, négligeable. Du moins dans le cadre de l'hypothèse SNR pour l'origine du rayonnement cosmique... Car selon cette hypothèse, les rayons cosmiques proviennent de l'accélération du milieu interstellaire se trouvant en amont du choc des supernovæ. L'abondance du CNO parmi les rayons cosmiques est donc essentiellement la même que dans le milieu interstellaire. Dès lors, faire interagir les noyaux du rayonnement cosmique avec les protons du milieu interstellaire, ou les protons du rayonnement cosmique avec les noyaux du milieu interstellaire, cela revient exactement au même. Mais puisque les noyaux lourds subissent des pertes d'énergie plus importantes (et donc plus rapides) que les protons, on peut montrer facilement que c'est en fait le mécanisme de spallation directe qui l'emporte finalement, dans la mesure où (pour le dire vite) tous les protons énergétiques sont capables d'induire des réactions de spallation, tandis que seule le peut la fraction des noyaux CNO qui a survécu aux pertes d'énergie.

La seule façon de faire jouer un rôle important au mécanisme de spallation inverse serait donc d'augmenter considérablement la proportion des noyaux CNO parmi les rayons cosmiques. Mais comment le faire sans remettre en cause explicitement l'hypothèse SNR ? Il y aurait un moyen, en effet, et il a été fait l'objet de diverses études auxquelles nous avons également contribué, mais il a vite fallu en abandonner l'idée. Il

s'agissait d'accélérer des particules au sein des restes de supernova, mais pas à partir du choc avant, s'étendant dans le milieu interstellaire et accélérant donc la matière ambiante ordinaire. Car il existe un autre choc au sein des restes de supernova : c'est le « choc en retour » provoqué par le ralentissement des *ejecta* dans le milieu interne de la bulle chaude en expansion. Ce choc en retour ne subsiste pas très longtemps, mais il a la particularité de balayer l'ensemble des *ejecta* produits par la supernova, puisqu'il remonte le flot supersonique vers l'intérieur du SNR, jusqu'à disparaître en son centre. Or ces *ejecta* sont très riches en noyaux CNO, justement libérés dans le milieu interstellaire grâce à ces explosions. En accélérant ces noyaux, le choc en retour pourrait donc produire une composante de rayons cosmiques très enrichie en éléments lourds, et permettre à la spallation inverse de redevenir dominante pour la nucléosynthèse des éléments légers, comme l'exigent les observations.

Mais hélas ! le choc en retour, à supposer qu'il soit réellement capable d'accélérer des particules – ce qui est tout à fait douteux, en réalité, pour des raisons diverses sur lesquelles il n'est pas utile de nous arrêter ici –, n'a pas une puissance nécessaire pour faire jouer un rôle significatif à cette composante additionnelle de rayons cosmiques, même fortement enrichie en CNO. D'ailleurs, il est utile de le noter, la composition source du rayonnement cosmique est fortement contrainte par les observations et les modèles de propagation, comme nous y avons insisté plus haut. Finalement, l'idée même d'enrichir la composition des rayons cosmiques en CNO est en contradiction directe avec ce que nous en savons ! Voilà qui semble donc annuler tous les espoirs placés dans la spallation inverse pour résoudre le problème de l'évolution chimique des éléments légers. Nous verrons pourtant au § 7.5 que le modèle que nous avons proposé – et qui offre à ce jour la seule solution connue au problème du LiBeB – résout en fait sans effort toutes ces difficultés. Mais auparavant, il nous faut encore nous assurer qu'il n'est réellement pas possible de sauver l'hypothèse SNR standard, au regard des données sur la nucléosynthèse des éléments légers.

## 7.4 Échec irrémédiable du modèle standard

Nous venons de le rappeler, l'idée que le problème du LiBeB pourrait être résolu en faisant appel au mécanisme de spallation inverse est incompatible avec l'hypothèse SNR, tant choyée par les cosmiciens pour expliquer l'origine du rayonnement cosmique. Par conséquent, si les données relatives au LiBeB impliquent bel bien une domination de la spallation inverse, il faudra se résoudre à abandonner l'hypothèse SNR. Mais cela, on le comprend, ne peut se faire à la légère. Avec Luke Drury, nous avons alors pensé à un mécanisme plus prometteur que celui du choc en retour, qui pourrait peut-être sauver l'hypothèse SNR en redonnant la primauté à la spallation directe, tout en assurant un comportement primaire à l'évolution chimique des noyaux légers, pourtant secondaires.

L'idée est que les rayons cosmiques accélérés dans les restes de supernova pourraient interagir avec des noyaux de CNO et produire le LiBeB *avant de se disperser* dans le milieu interstellaire. Ce serait donc bien le milieu interstellaire ambiant qui serait accéléré, mais à défaut d'enrichir la source, on enrichirait considérablement la cible, en faisant interagir les rayons cosmiques, dès leur source, avec les noyaux de CNO fraîchement produits et éjectés par la supernova même qui aurait accéléré les particules. Cette idée est d'autant plus attrayant qu'elle ne remettrait nullement en cause la composition source du rayonnement cosmique déduite des études habituelles de propagation, mais qu'elle assurerait néanmoins un comportement primaire aux éléments légers, puisque l'essentiel de la production de LiBeB interviendrait *dans le reste de supernova*. Cela n'a donc pas la

moindre importance que le milieu ambiant contienne ou non des métaux. Le mécanisme fonctionne exactement de la même façon au tout début de l'évolution chimique galactique ou à n'importe quel stade de cette évolution. En somme, la production « *in vivo* » du LiBeB dans les SNRs fait des éléments légers des noyaux quasi-primaires, au sens où chaque supernova rejetterait dans le milieu interstellaire une quantité donnée – toujours la même – de CNO *et de LiBeB*, indépendamment des conditions extérieures. Peu importe alors si les noyaux du LiBeB ont nécessité l'intermédiaire du CNO à l'intérieur du SNR. En tant qu'éléments rejetés à une abondance constante par les étoiles massives, il deviennent de fait des noyaux primaires.

Pour calculer la quantité totale de LiBeB produite de la sorte par les rayons cosmiques accélérés dans les restes de supernova, nous avons développé une analyse non-stationnaire de l'accélération, du transport et de l'interaction des particules énergétiques à l'intérieur du SNR en expansion. Ceci nous a permis d'utiliser toutes les fonctionnalités du modèle décrit plus en détail au chapitre 2, notamment au § 2.3.1. Mais pour des raisons qu'on trouvera explicitées dans nos articles, aussi bien les calculs analytiques approchés (Parizot & Drury, 1999 ; A&A, 346, 329) que les simulations numériques non-stationnaires (Parizot & Drury, 1999 ; A&A, 346, 686) n'ont pu que nous assurer que ce mécanisme, bien qu'il ait systématiquement lieu dans les restes de supernova, n'est pas assez efficace pour rendre compte des abondances présentes de Li, de Be et de B. Il conduit bien à une évolution de type noyaux primaires, mais sa normalisation est trop basse, et il faut donc admettre son échec.

## 7.5 La solution des superbulles

L'hypothèse SNR étant décidément incapable d'expliquer les caractéristiques observées de l'évolution chimique des éléments légers, nous avons élargi la réflexion et reconsidéré la situation sans craindre de remettre en cause, au moins au niveau de l'hypothèse de travail, le modèle généralement admis pour l'origine du rayonnement cosmique. En nous laissant guider par les seules données de l'observation et les connaissances relatives à la distribution des étoiles massives dans la galaxie, nous avons été amenés à formuler une hypothèse alternative – appelons-là « l'hypothèse superbulle », ou « hypothèse SB » – selon laquelle la majeure partie des rayons cosmiques galactiques serait en réalité accélérée à l'intérieur des superbulles.

Nous l'avons déjà évoqué au chapitre 5, les superbulles sont de vastes structures produites par les vents d'étoiles massives et l'explosion conjointe de dizaines de supernovæ, bien connues des observateurs pour le rayonnement X de leur intérieur très chaud et très dilué, et pour les longs filaments H $\alpha$  qui en marquent souvent les contours. Si elles ont tout lieu de retenir notre attention dans le cadre d'une réflexion sur l'origine du rayonnement cosmique, c'est parce que c'est dans ces structures que se trouve libérée dans le milieu interstellaire l'essentiel de l'énergie des étoiles massives, non seulement sous forme d'*ejecta* supersoniques expulsés par les explosions de supernova, mais aussi sous forme de vents extrêmement intenses dont la puissance intégrée sur la durée de vie des étoiles les plus massives peut égaler, et même dépasser, l'énergie libérée par une supernova.

Nous reviendrons sur ces superbulles et sur les mécanismes d'accélération qui sont susceptibles de s'y développer au chapitre 8, et nous en resterons pour le moment au niveau phénoménologique en indiquant que les superbulles interviennent également de manière naturelle dans la réflexion sur la nucléosynthèse des éléments légers, tout simplement parce que c'est là qu'est rejetée dans le milieu interstellaire la majeure partie des noyaux de C, N et O, dont on sait qu'ils sont les pères spallatifs du LiBeB. Le



rapprochement entre ces deux propriétés des superbules d'être à la fois le réceptacle des noyaux primaires fraîchement synthétisés et de l'énergie des étoiles massives tenue pour responsable de l'accélération des rayons cosmiques ne pouvait manquer d'être fait, et c'est donc tout naturellement que nous nous sommes intéressés à la production de LiBeB au sein de ces structures.

Il n'est pas utile de s'étendre ici sur les détails du modèle. Il suffira de dire qu'il s'est avéré en tout point conforme à nos espérances, à savoir qu'il résout l'ensemble des problèmes de l'évolution chimique du LiBeB, en expliquant le comportement primaire des noyaux légers ainsi que la normalisation de leurs abondances, sans violer aucune conclusion de l'étude phénoménologique du rayonnement cosmique, et en particulier sans requérir une abondance plus grande des noyaux CNO parmi les rayons cosmiques. Comment est-ce possible ? Très simplement ! L'idée est que ce qui a été remis en cause par les observations rapportées ci-dessus (cf. Fig. 7.2), ce n'est pas tant le taux de production *actuel* des éléments légers que leur taux de production *passé*. N'oublions pas en effet que la normalisation globale de l'abondance du LiBeB *aujourd'hui* n'a jamais été en cause, puisqu'on sait depuis le début des années 1970 que le taux de production actuel multiplié par l'âge de la galaxie fournit des quantités totales tout à fait compatibles avec les données. En toute rigueur, il n'est donc pas nécessaire d'augmenter l'abondance du CNO dans le rayonnement cosmique actuellement observé, mais seulement de s'assurer que, par le passé, cette abondance était bien plus grande que ne le prévoit l'hypothèse SNR (par plusieurs ordre de grandeur !), et en fait, pour assurer un taux de production constant, approximativement égale à ce qu'elle est aujourd'hui.

Or cette propriété est justement la prédiction principale de notre modèle de superbules. Il suffit, pour le comprendre, de remarquer que la quantité de noyaux lourds injectés par les étoiles massives au sein des superbules ne dépend pas de la métallicité globale de la galaxie.<sup>1</sup> Si cette quantité s'avère être plus grande que ce qui se trouve initialement présent dans les superbules du fait de la métallicité ordinaire du milieu interstellaire, on pourra conclure que la composition des superbules n'a pour ainsi dire pas varié tout au long de l'évolution chimique galactique. L'étude précise de l'éjection de matière par les étoiles massives et de la dilution des *ejecta* à l'intérieur des superbules nous a permis de montrer qu'il en allait effectivement ainsi. Mais si la composition des superbules ne varie pas notablement, il faut s'attendre à ce que celle des rayons cosmiques qui y sont accélérés soit approximativement constante aussi, à tout âge de la galaxie, et que par conséquent les réactions de spallation qu'ils induisent se produisent à un rythme constant, essentiellement indépendant de la métallicité globale de la galaxie.

La mise en œuvre détaillée de cette idée au sein d'un modèle non-stationnaire de nucléosynthèse spallative, en tenant compte précisément de l'évolution chimique galactique nous a permis de confirmer la viabilité de ce scénario, et de nous assurer que l'enrichissement des superbules en CNO était suffisant pour expliquer les abondances passées et présentes des éléments légers. Pour plus de détails sur l'énergétique, la composition, le spectre source, etc., se reporter à nos différents articles, notamment "Galactic Cosmic Rays and the Light Elements" (Parizot, 2001, Space Science Reviews, 99, 61), "Superbubbles and the Galactic evolution of 6Li, Be and B" (Parizot, 2000, A&A, 362, 786) et "Superbubbles as the sources of 6Li, Be and B in the early Galaxy" (Parizot & Drury, 1999, A&A, 349, 673).

<sup>1</sup>En réalité, elle en dépend un peu, car la quantité de noyaux lourds éjectés par les étoiles dépend de leur métallicité initiale, et donc de l'époque à laquelle elles se sont formées. Mais nos résultats tiennent compte de cette correction...

## 7.6 Conséquences du modèle et réflexions générales

Si nous avons mentionné ici ces travaux, c'est parce que la solution apportée par l'hypothèse superbulle au problème de l'évolution chimique des éléments légers a des conséquences importantes sur la phénoménologie du rayonnement cosmique. Elle tend à déplacer le point focal des considérations théoriques relatives à l'accélération des restes de supernova isolés aux superbulles. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes penchés plus en détails sur les mécanismes d'accélération dans ces objets (cf. chapitre 8). Faisant écho à la discussion déjà conduite au chapitre 5, il est significatif qu'un tel "recentrage" sur les superbulles soit tout aussi naturellement induit par une réflexion sur le LiBeB que par la prise en compte à terme inévitable de la concentration des étoiles en associations OB, qui marginalise de fait le cas des supernovæ isolées.

Nous avons déjà remarqué quelque chose d'analogue à propos du problème de l'énergie maximale atteinte par les particules dans les restes de supernova. Ce n'était en effet ni la modélisation de l'accélération, ni la phénoménologie du rayonnement cosmique qui posaient problème en elles-mêmes. Elles manifestaient au contraire l'une et l'autre une remarquable cohérence. Mais les problèmes naissaient de l'hypothèse supplémentaire – le préjugé, devrions-nous dire, puisqu'elle n'est exigée par aucune observation astronomique – que les deux composantes de particules énergétiques *a priori* distinctes n'en constituaient en réalité qu'une seule. De même ici, la nucléosynthèse des éléments légers s'avère parfaitement conforme à ce qu'on en peut attendre sous les hypothèses les plus naturelles. De fait, en dépit de l'apparence révolutionnaire qu'ont pu prendre les observations d'abondance dans les vieilles étoiles du halo auxquelles nous nous sommes référés, il est important de noter que ce n'était finalement pas le scénario de nucléosynthèse spallative qui était en cause. Le LiBeB est bien produit par le rayonnement cosmique, et il ne semble pas question d'y revenir. Mais il y avait derrière l'approche traditionnelle exactement le préjugé que nous venons d'évoquer, et c'est lui, et lui seul, qui se trouve pris en défaut. Le modèle superbulle, quant à lui, ne fait que suggérer l'accélération de particules à l'endroit même où est libérée l'essentiel de l'énergie des supernovæ disponible dans la galaxie, avec une composition enrichie en CNO du simple fait de l'éjection massive des produits de la nucléosynthèse stellaire associée. Il n'y a rien là que de très naturel. Et si l'introduction de l'hypothèse SNR conduit à des problèmes systématiques dans la phénoménologie du LiBeB comme dans celle du rayonnement cosmique, à travers son énergie maximale, peut-être cela pourrait-il justifier qu'on commence à la remettre en question ?

Le modèle superbulle a un certain nombre d'autres conséquences importantes, mais dans la mesure où elles n'éclairent pas davantage la problématique du rayonnement cosmique, nous n'en ferons pas mention ici. Le lecteur est invité à se reporter à nos articles, notamment "Bimodal production of Be and B in the early Galaxy" (Parizot & Drury, 2000, A&A, 356, L66) pour les conséquences du modèle sur l'évolution chimique galactique générale et la bi-modalité des distributions du LiBeB, et "Light Element Abundance Patterns in the Orion Association : I) HST Observations of Boron in G-dwarfs" (Cunha, *et al.*, 2000, ApJ, 543, 850) pour des développements directement liés aux observations, qui n'ont pas d'autre intérêt dans la présente perspective que de confirmer la viabilité du modèle superbulle et d'en renforcer la valeur générale.

Nous voulons encore noter que du point de vue de la nucléosynthèse des éléments légers, les deux modèles, superbulles et SNR, sont aujourd'hui essentiellement indistinguables puisque l'enrichissement des superbulles par rapport au milieu interstellaire moyen n'est plus assez significatif pour que l'abondance intégrée du LiBeB nous permette de trancher. Ce n'était qu'en remontant loin en arrière dans le passé qu'on avait

une chance de différencier les deux hypothèses, en observant la nucléosynthèse opérer un moment où la métallicité à l'intérieur des superbulles était supérieure à celle de l'extérieur par plusieurs ordres de grandeurs. Ce retour en arrière, ce sont les étoiles de faible métallicité du halo, véritables fossiles du rayonnement cosmique antique, qui nous ont permis de l'accomplir. Preuve que l'interdisciplinarité est utile y compris à l'intérieur de l'astrophysique !

## 7.7 Un heureux bonus : l'abondance du $^{22}\text{Ne}$

Nous ne saurions quitter ce chapitre sans mentionner encore brièvement un résultat très agréable que nous avons pu obtenir dans le cadre de notre étude de l'hypothèse superbulle. Nous avons rappelé en diverses occasions déjà que la composition source du rayonnement cosmique était *grosso modo* compatible avec l'accélération du milieu interstellaire moyen. Ceci n'est nullement en contradiction avec l'hypothèse superbulles, puisque la part des *ejecta* des étoiles massives dans la métallicité actuelle des superbulles est relativement marginale (mais bien sûr, ce n'était pas le cas il y a cinq ou dix milliards d'années !). Mais nous avons également indiqué qu'il y avait quelques exceptions notables, la plus significative étant celle du  $^{22}\text{Ne}$ . On sait depuis longtemps que cet isotope est très largement sur-représenté au sein du rayonnement cosmique, et ce qui rend son cas particulièrement intéressant, c'est qu'il s'agit d'un excès relatif à l'autre isotope principal du néon, le  $^{20}\text{Ne}$ . L'analyse des détails fins de la composition source du rayonnement cosmique est en effet toujours compliquée par le fait que des mécanismes de sélection subtils peuvent se manifester au moment de l'accélération. Ainsi, une surabondance d'un élément X observée dans la composition source n'implique nullement que le milieu où s'est produite l'accélération fût lui-même enrichi en cet élément. Les mécanismes de « discrimination à l'accélération » sont connus depuis fort longtemps, et on peut en comprendre les principales caractéristiques en comparant les potentiels d'ionisation et/ou la volatilité des différents éléments. Dans la mesure où pour accélérer une particule, il faut qu'elle soit chargée, il est évident qu'un préalable à tout processus d'accélération est l'ionisation des noyaux. On peut donc comprendre qu'un noyau facilement ionisable aura tendance à être plus facilement accéléré et par conséquent plus abondant au sein du rayonnement cosmique.

Comme d'autres mécanismes du même type peuvent intervenir au niveau de l'injection des noyaux dans le processus d'accélération, il est en général très hasardeux de tirer des conclusions quant à la composition fine du milieu source à partir de la composition des rayons cosmiques. Mais le cas du  $^{22}\text{Ne}$  est tout autre, car comme nous l'avons dit, c'est vis-à-vis de son isotope, le  $^{20}\text{Ne}$ , qu'on note une très nette surabondance. Or les processus susceptibles de discriminer les noyaux à l'accélération sont des processus *chimiques*, qui opèrent donc exactement de la même façon pour tous les isotopes d'un même élément. C'est la raison pour laquelle la surabondance du  $^{22}\text{Ne}$  fait l'objet d'études approfondies depuis de nombreuses années.

Depuis le début, la situation est relativement claire sur le plan phénoménologique : on sait que le  $^{22}\text{Ne}$  est essentiellement rejeté dans le milieu interstellaire par l'intermédiaire des vents des étoiles massives dans leur phase Wolf-Rayet. Pour expliquer sa surabondance, on a donc émis l'hypothèse d'une accélération efficace de cet élément dans les ondes de choc produites justement par ces vents Wolf-Rayet, qui sont supersoniques. Mais en dépit des efforts les plus soutenus, rien n'y fait. La quantité de  $^{22}\text{Ne}$  accélérée de cette façon n'est tout simplement pas suffisante. Selon les calculs les plus récents, à la fois de la quantité de  $^{22}\text{Ne}$  émise dans les vents Wolf-Rayet et de la surabondance

de cet élément dans la composition source du rayonnement cosmique, on ne peut comprendre les données expérimentales qu'à la condition de supposer une contamination du milieu dans lequel a lieu l'accélération par les *ejecta* des étoiles massives à hauteur de 6% (Meynet, 2001).

C'est là qu'interviennent les superbulles. Étant le réceptacle de pratiquement tous les vents Wolf-Rayet émis dans la galaxie, les superbulles sont d'excellents candidats pour offrir un environnement particulièrement enrichi en  $^{22}\text{Ne}$ . Eh bien, ne faisons pas durer le suspense : nos calculs relatifs au mélange de ces vents avec le gaz interstellaire balayé lors de l'expansion de la « supercoquille » (qui enceint la superbulle) montrent que la fraction représentée par les *ejecta* d'étoiles massives est de l'ordre de 3 à 10%. Et c'est aussi exactement la fraction requise pour rendre compte de la normalisation des abondances de LiBeB. Bien sûr, cette dernière coïncidence est précisément ce qui rend valide le modèle superbulle pour la nucléosynthèse des éléments légers, mais il est tout de même remarquable que trois estimations totalement indépendantes de la fraction d'*ejecta* dans les superbulles donnent des résultats en si bon accord : une estimation théorique à partir de l'évolution dynamique des superbulles, une contrainte phénoménologique à partir de la nucléosynthèse des éléments légers *dans le passé*, et une contrainte phénoménologique à partir de la composition du rayonnement cosmique *présent* ( $^{22}\text{Ne}$ ). Dans la mesure où cette dernière estimation fut obtenue après les calculs que nous avons menés, et indépendamment d'eux, nous la considérons comme un bonus inattendu, mais très plaisant. Mais nous retiendrons surtout de ce triple accord qu'une fois de plus, si on ne cherche pas absolument à attribuer les rayons cosmiques aux restes de supernova isolés, leur phénoménologie apparaît tout à fait cohérente et en très bon accord avec les données de l'astrophysique générale.



## Chapitre 8

# Les superbulles et le rayonnement cosmique

### 8.1 Une variante mineure, mais qui change tout !

Nous venons de voir, au chapitre 7, comment l'étude de la nucléosynthèse des éléments légers rendait particulièrement difficile à tenir l'hypothèse SNR pour l'origine du rayonnement cosmique, et favorisait au contraire – en accord d'ailleurs avec les données de l'astrophysique générale – un scénario dans lequel la majeure partie des rayons cosmiques galactiques étaient accélérés à partir du gaz chaud et dilué qui constitue l'intérieur des superbulles. Ce gaz se trouve d'autant plus naturellement enrichi en éléments lourds – et notamment en CNO, parents spallatifs du LiBeB – que c'est à l'intérieur des superbulles que les étoiles massives sont censées déployer l'essentiel de leur activité énergétique et nucléosynthétique, par l'intermédiaire de vents supersoniques et d'explosions de supernova.

Sur le plan phénoménologique, les superbulles sont donc certainement des structures à ranger parmi les sources possibles du rayonnement cosmique, et même sans doute en tête de liste. Mais le fait que l'énergie des supernovæ soit injectée dans les superbulles n'implique pas nécessairement, on en conviendra, que ce soit là qu'ait lieu l'accélération – même si les études de composition (*via* l'évolution chimique du LiBeB ou encore le problème du  $^{22}\text{Ne}$ ; cf. 7.7) le suggèrent également fortement. Par ailleurs, même si l'on convient que l'accélération a lieu dans les superbulles, cela n'implique pas nécessairement que l'hypothèse SNR soit à rejeter. Après tout, que les supernovæ explosent à l'intérieur ou à l'extérieur des superbulles, quelle différence cela fait-il pour le mécanisme d'accélération ? Ne faut-il pas considérer le remplacement des SNRs à l'intérieur des superbulles comme un amendement somme toute mineur apporté au modèle standard pour l'origine des rayons cosmiques ? Une simple variante ?

Sans doute, dans le principe. Et c'est bien d'ailleurs ce que nous défendons : dans l'hypothèse superbulle (SB), c'est toujours la puissance des supernovæ qui alimente le rayonnement cosmique, de sorte que le principal argument en faveur de l'hypothèse SNR, à savoir l'argument énergétique (cf. § 5.2 et 2.1.4), se voit simplement transféré à l'identique vers l'hypothèse SB. Mais il faut bien comprendre que ce recadrage mineur de principe modifie considérablement la physionomie générale du phénomène rayons cosmiques.

Tout d'abord, il change à notre avis significativement le regard que l'on peut porter

sur les restes de supernova isolés, que l’astronomie multi-longueur d’onde étudie avec tant de soin et d’assiduité. Si l’on admet que les SNRs isolés – c’est-à-dire, en fait, extérieurs aux superbulles – sont effectivement marginaux dans la galaxie, il n’y a plus lieu de s’inquiéter de voir le mécanisme d’accélération qui leur est associé cesser d’être opérant dès en dessous du genou du spectre des rayons cosmiques. Car on aura déjà admis que la contribution que ces SNRs apportent au rayonnement cosmique global est de toute façon marginale. Bien au contraire, on pourra enfin se réjouir, comme nous l’avons fait plus haut, de l’excellent accord des modèles théoriques avec les observations ! Ainsi, considérer l’hypothèse SB, c’est avant tout ôter une pression inutile sur la modélisation des restes de supernova.

En outre, si nous considérons que l’hypothèse SB est en pratique très différente de l’hypothèse SNR, c’est parce qu’elle nous semble impliquer un mécanisme d’accélération qui ne peut pas être la simple transposition du mécanisme d’accélération diffusive par onde de choc dans un autre environnement. Notre hypothèse, qui s’appuie principalement sur une théorie et un formalisme développés depuis une quinzaine d’année par Andrei Bykov et ses collaborateurs, est que l’accélération des particules à l’intérieur des superbulles est dominée par des *effets collectifs* qu’il est impossible de réduire à la simple superposition des processus individuels associés à chacune des supernovæ explosant en leur sein. C’est le point central de tout notre argumentaire relatif aux superbulles, et c’est la raison pour laquelle nous nous attacherons dans ce chapitre à en présenter un certain nombre de justifications.

C’est alors véritablement un *autre* mode d’accélération qui est impliqué par l’hypothèse SB, avec la production d’un *autre* spectre source pour les particules énergétiques, potentiellement en meilleur accord avec la phénoménologie générale du rayonnement cosmique. En particulier, les travaux de Bykov *et al.* montrent qu’un spectre en loi de puissance est produit de manière très naturelle dans les superbulles, comme dans les SNRs (du moins si on y néglige les effets non-linéaires ; cf. Chap. 5), mais qu’un indice spectral généralement plus grand doit y être attendu, en accord avec le spectre source en  $E^{-2.3}$ – $E^{-2.4}$  suggéré par l’analyse des rapports d’abondance au sein du rayonnement cosmique. En outre – et ce pourrait être un point tout à fait crucial –, l’énergie maximale d’accélération dans les superbulles devrait pouvoir se porter assez naturellement jusqu’à des valeurs de l’ordre de  $Z \times 10^{17}$  eV. Tout simplement parce que les limitations qui s’appliquent aux restes de supernova isolés sont beaucoup moins sévères dans le cas des superbulles, puisque ces objets sont bien plus grands (plusieurs centaines de parsecs de rayons) et persistent pendant un temps nettement plus long (quelques  $10^7$  ans).

Mais nous n’aborderons pas ici ces questions. Notre but principal, en accord avec la perspective phénoménologique que nous souhaitons développer dans cette deuxième partie, sera de justifier notre hypothèse que les superbulles sont bien le siège d’effets collectifs d’accélération, inexistantes au sein des restes de supernovæ individuels. Nous aurons ainsi démontré que l’hypothèse SNR, même dans une version amendée remplaçant la majeure partie des supernovæ au sein des superbulles, manque bien quelque chose de crucial dans la problématique de l’accélération du rayonnement cosmique.

Nous reproduisons ci-dessous le premier volet de notre série d’articles consacrée à l’accélération dans les superbulles, à leurs liens avec le rayonnement cosmique et à leurs contreparties observationnelles non-thermiques : “*Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration*” (Parizot, *et al.*, 2004, A&A, 424, 747). Les références citées dans le texte sont ici précisées en fin de chapitre, et non en fin d’ouvrage, afin de ne pas alourdir la bibliographie générale.

## 8.2 Abstract

Observations indicate that most massive stars in the Galaxy appear in groups, called OB associations, where their strong wind activity generates large structures known as superbubbles, inside which the subsequent supernovae (SNe) explode, with a tight space and time correlation. We investigate four main questions : 1) Does the clustering of massive stars and SN explosions influence the particle acceleration process usually associated with SNe, and induce collective effects which would not manifest around isolated supernova remnants?; 2) Does it make a difference for the general phenomenology of Galactic Cosmic Rays (GCRs), notably for their energy spectrum and composition?; 3) Can this help alleviate some of the problems encountered within the standard GCR source model?; and 4) Is the link between superbubbles and energetic particles supported by observational data, and can it be further tested and constrained? We argue for a positive answer to all these questions. Theoretical, phenomenological and observational aspects are treated in separate papers. Here, we discuss the interaction of massive stellar winds and SN shocks inside superbubbles and indicate how this leads to specific acceleration effects. We also show that due to the high SN explosion rate and low diffusion coefficient, low-energy particles experience repeated shock acceleration inside superbubbles.

## 8.3 Introduction

Galactic cosmic rays (GCRs) are believed to be powered by the mechanical energy of supernova (SN) explosions in the interstellar medium (ISM). A number of arguments support this hypothesis. First, global energetics : the total power of Galactic SNe is compatible with the power needed to maintain the observed density of GCRs throughout the Galaxy (and part of the halo). Second, chemical composition : the overall CR source composition appears to be compatible with particle acceleration out of the general ISM, with some variations probably related to ionization potential or volatility selection effects, as expected from consistent theoretical considerations (Meyer et al. 1997, Ellison et al. 1997). Third, the energy spectrum : the observed, single power-law CR spectrum up to  $\sim 3 \times 10^{15}$  eV is compatible with a *universal* power-law source spectrum resulting from particle acceleration at supernova remnant (SNR) shocks, corrected for propagation effects (which manifest as a power-law dependence on energy of the CR confinement time in the Galaxy). This makes it possible for the contributions of each individual source to add up in a simple way, without producing any structure in the spectrum. The non-universality of the power-law index was a major problem of the initial Fermi model for CR origins.

For the above reasons, and also because we know from the observed synchrotron emission that relativistic electrons *are* present near the shocks of SNRs, the standard scenario of CR origin in the Galaxy involves the acceleration of (part of) the material swept up by the forward shock of SNRs. Moreover, particle acceleration at collisionless shocks is believed to be reasonably well understood (at least in the test-particle approximation), as a good agreement is reached between theory, numerical simulations and direct observation at interplanetary shocks (Cliver, 2000; Li et al., 2003).

Nevertheless, this standard scenario suffers from a number of persistent problems, and some important questions remain to be answered, as reviewed in the accompanying paper (Paper II). In particular, the standard model predicts an energy spectrum which seems too hard, a gradient of the CR distribution as a function of Galactocentric radius



which seems to steep, and a CR composition which seems to poor in massive stellar ejecta. In addition, the maximum energy of the particles accelerated in SNRs is too low to account for the observed continuous CR spectrum up to the so-called *ankle*, around  $3 \times 10^{18}$  eV.

One way to cope with these problems is to look for an improved analysis of some aspects of the model, e.g. concerning the propagation of CRs in the ISM (e.g. Ptuskin, 2001), and/or the transport of particles inside the remnant, during acceleration (e.g. Kirk et al. 1996), notably through a more detailed treatment of the magnetic field structure around the shock (e.g. Jokipii, 1987). Non linear effects have also been taken into account, to improve on the test-particle treatment of diffusive shock acceleration (e.g. Ellison, 2001; Malkov and Drury, 2001). However, none of the refined or improved models has been successful (up to now) in solving the problems of the standard GCR source scenario. In particular, the maximum energy problem remains critical and it seems unlikely that one could solve it without bringing in new ideas. It should be noted, in particular, that allowing for large fluctuations of the magnetic field around the SN shock (up to 100 times the ambient field or more; Lucek and Bell, 2000; Bell and Luceck, 2001; Berezhko et al., 2003; Ptuskin and Zirakashvili, 2003) does help to reach energies around or even above the knee ( $3 \times 10^{15}$  eV), but the ankle energy seems to remain inaccessible, even for iron nuclei, because of the intrinsic, non-linear damping of the required MHD waves and the small amount of time available for highly efficient acceleration (Ptuskin and Zirakashvili, 2003).

Another possibility is to look for alternative scenarios, with radically different models, similarly to what has been proposed notably for ultra-high-energy CRs, e.g. involving neutron stars (de Gouveia dal Pino and Lazarian, 2000), gamma-ray bursts (Waxman, 1995; Vietri, 1995; Pelletier, 1999), active galactic nuclei (Rachen and Biermann 1993; Biermann 1997 and ref. therein; Henri et al., 1999).

In the current study, we shall follow a more conservative approach and keep the main assumption that GCRs are related to SN explosions in the Galaxy. In the standard scenario for the CR origin, the acceleration of particles implicitly occurs at the shocks of *isolated* SNRs. These SNRs are familiar and their dynamical evolution in a roughly homogeneous ISM is well understood, as a succession of free expansion, adiabatic Sedov-like and radiative snow-plow phases (e.g. Woltjer, 1972). They have been extensively studied through multi-wavelength analysis, enabling thorough and instructive comparison of the models (dynamics, particle acceleration, radiative transfer, etc.) with the observational data. However, isolated SNe represent only a fraction of all stellar explosions in a galaxy, since most SN progenitors are observed in OB associations and thus SN explosions are strongly correlated in space and time. Therefore, besides the problems of the standard scenario for the CR origin, it is natural to investigate the influence of superbubbles (produced by the joint stellar activity of an OB association) on the acceleration processes (Bykov and Toptygin, 1982, 1988; Bykov and Fleishman, 1992; Bykov, 2001) and their role in the production of GCRs (Bykov and Toptygin 1990, 2001; Higdon et al., 1998; Parizot, 2001).

In this series of papers, we shall address the following questions : 1) Does the clustering of massive stars and SN explosions influence the particle acceleration process and induce collective effects which would not manifest in isolated SNRs? 2) What difference does it make for the GCRs, notably for their energy spectrum and composition? 3) Can this help alleviate some of the problems encountered within the standard GCR source model? 4) Is the link between superbubbles and energetic particles supported by observational data, and how can it be further tested and constrained?

The first paper will concentrate on theoretical issues related to collective acceleration

effects. The second one will address in greater detail the question of cosmic-ray origin, and investigate the phenomenological aspects of the proposed *superbubble model*. The third paper will be devoted to the direct and indirect observational counterparts of superbubbles.

## 8.4 OB associations and superbubbles

### 8.4.1 Distribution of massive stars and SNe in the Galaxy

Most massive stars are formed in groups by the collapse of giant molecular clouds (GMC), with typical sizes of 10 to 30 pc (de Geus, 1991). Because of their short lifetimes (3 to 20 Myr; e.g. Schaller et al., 1992), these SN progenitors do not have time to acquire large dispersion velocities, and observations confirm typical values of 4–6 km/s (Blaauw, 1991; Mel'nik and Efremov, 1995). As a consequence, despite the fact that they do not form gravitationally-bound groups, they remain concentrated during their whole life and explode close to their birth place, in relatively compact regions. This is the reason why massive stars (i.e. O and B stars) are found in associations in the Galaxy.

Although identifying the membership of a given OB association is not an easy task from the observational point of view, it is reliably estimated that between 60% (Garmany, 1994) and 95% (Higdon et al., 1998) of all OB stars belong to such associations, which contain up to several tens of OB stars (say between 10 and 100), within regions of radius  $R_{\text{OB}} \sim 35$  pc (Garmany, 1994; Bresolin et al., 1999; Pietrzyński, et al., 2001 and references therein).

For evenly distributed stars, the mean distance between two closest neighbours can be evaluated as  $D_{\star} \simeq (4\pi R_{\text{OB}}^3/3N_{\text{OB}})^{1/3}$ , so that each star can be considered as occupying an individual spherical volume of radius  $R_{\star} \simeq D_{\star}/2$ , with typical value :

$$R_{\star} \simeq (6 \text{ pc}) \left( \frac{R_{\text{OB}}}{35 \text{ pc}} \right) \left( \frac{N_{\text{OB}}}{100} \right)^{-1/3}. \quad (8.1)$$

It should be noted, however, that most OB associations show substructures, referred to as OB subgroups, as a consequence of a complex, hierarchical process of star formation inside GMCs (e.g. de Geus et al., 1989, for Sco-Cen OB2; Brown et al., 1994, for Orion). These subgroups have smaller numbers, but higher densities of massive stars, with mean distances between closest neighbours sometimes much smaller than the above average value. In the 30 Doradus complex in the LMC, Walborn et al. (1999) find compact subgroups of massive stars containing typically ten OB stars within few pc, a trend which is confirmed by recent Chandra arcsecond observations (Townesley et al., 2003). In particular, the star cluster R136 in 30 Doradus contains 9 O stars within 3.4 pc, corresponding to  $R_{\star} \sim 1.3$  pc!

Roughly 90% of the SNe exploding in our Galaxy are so-called *core-collapse SNe*, i.e. originating from massive stars (van den Bergh and McClure, 1994; Ferrière, 2001). Combining that number with the fraction of OB stars in associations, one should expect that the majority, and possibly up to 85% of the Galactic SNe explode in compact regions around OB associations. This implies that the energy which is thought to power CR acceleration is not released randomly in the ISM, to form the well-known, independent and isolated SNRs, but mostly on relatively short timescales ( $\sim 20$  Myr) in concentrated regions of no more than a few tens of pc. This energy is released in the form of stellar winds and SN explosions which interact with each other to produce the large Galactic structures known as superbubbles (SBs), as discussed below.

### 8.4.2 The formation of a ‘super wind bubble’

Let us now indicate how the SBs are produced from the collective activity of massive stars in OB associations. An important characteristic of such stars is that they experience strong winds during most of their lifetime. The mass-loss rate and the wind velocity – and thus the wind power – are not constant during stellar evolution (e.g. Schaller et al., 1992; Meynet et al., 1994), but the total wind energy, integrated over a massive star’s lifetime, amounts typically to  $10^{51}$  erg and is therefore comparable to the final SN explosion energy itself. When considering the energy output of OB stars in the Galaxy, one thus has to include the contribution of the winds, which can roughly double the energy imparted to cosmic rays if the wind energy can somehow be used to accelerate particles. As we discuss below, superbubbles may be an environment where the SN energy *and* the stellar wind energy can be efficiently converted into cosmic rays.

Massive stellar winds also have a strong influence on the dynamics of the ISM around OB associations. Let us first assume that the individual stellar wind bubbles do not interact with each other, and that each star blows a steady wind with a typical average power of  $L_{\text{wind}} \simeq 3 \times 10^{36}$  erg/s, in a homogeneous medium of density  $n \simeq 10^2$  part/cm<sup>3</sup> (a typical average density for the parent GMC). According to standard wind bubble theory (Weaver et al., 1977), the radius of the external shock in the semi-adiabatic phase is given as a function of  $t_{\text{Myr}}$ , the time in Myr, by :

$$R_{\text{ext}} \simeq (13 \text{ pc}) t_{\text{Myr}}^{3/5} \left( \frac{L_{\text{wind}}}{3 \times 10^{36} \text{ erg/s}} \right)^{1/5} \left( \frac{n}{10^2 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5}. \quad (8.2)$$

This is significantly larger than the mean half-distance between massive stars in the association,  $R_{\star}$  (Eq. 8.1), so that the individual wind bubbles actually collide and merge during the first million year of stellar activity. The result is a large, collective bubble expanding almost spherically (in a homogeneous medium) around the whole OB association, similarly to a standard wind bubble that would simply be powered by the sum of the mechanical luminosity of each individual wind.

It is thus found from this simple picture that the SBs around OB associations should actually form before the first SN explosion, from the combined activity of stellar winds.

### 8.4.3 Inhomogeneities and clumps

In practice, molecular clouds cannot be considered as homogeneous : they contain many *clumps* with a variety of densities, typically ranging from  $10^3$  to  $10^6$  cm<sup>-3</sup>, or even much more in the localized regions where stars will eventually form. The effect of such clumps on the evolution of the wind bubbles and the collective superbubble will be analyzed in more detail in a forthcoming paper. Here, we simply note that high-density clumps around massive stars cannot be swept-up by the winds and integrated into the expanding shells.

A rough estimate can also be obtained as follows. In order for the clump not to be carried away by the wind, an approximate condition is that its column density be larger than that of the wind shell when the winds collide and the superbubble forms, i.e. roughly when the wind shell radius is larger than  $R_{\star}$ . Comparing the clump column density,  $\sim \frac{4}{3} n_{\text{cl}} R_{\text{cl}}$ , with that of the largest individual wind shell,  $\sim \frac{1}{3} n_{\text{GMC}} R_{\star}$ , one obtains a condition for GMC clumps to remain inside the growing SB around an OB association :

$$n_{\text{cl}} \gtrsim (1.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}) \left( \frac{R_{\text{cl}}}{10^{-1} \text{ pc}} \right)^{-1} \left( \frac{n_{\text{GMC}}}{10^2 \text{ cm}^{-3}} \right) \left( \frac{R_{\star}}{6 \text{ pc}} \right) \quad (8.3)$$

In other words, reasonably dense clumps, unless they are insignificantly small, will remain trapped inside the SB. Note that condition (8.3) could actually be made less severe by taking into account the inertia of the clump, or if one prefers, the fact that the wind shell is actually less massive when it encounters the clumps at stellocentric distances smaller than  $R_*$ .

Apart from wind sweeping, the intense ultra-violet radiation accompanying the OB association stellar activity could also destroy clumps. The extreme-UV photons ionize the gas surrounding massive stars, forming HII regions, and the far-UV photons also dissociate molecular gas beyond the HII region (Hollenbach and Tielens, 1999). This results in a rapid homogenization of the less dense regions, with cloud densities around  $1\text{--}10\text{ cm}^{-3}$ . However, despite the continuous erosion of the molecular gas, denser molecular globules survive in the HII region and are slowly advected with the ionized gas (Bertoldi and McKee, 1990). The typical size of such globules are  $\sim 0.01\text{--}0.1\text{ pc}$ , and up to  $1\text{ pc}$ .

From the hydrodynamical point of view, when a shock front hits an overdense clump, it generates a reflected shock, in addition to the transmitted shock propagating more slowly inside the clump. As the shock fronts progress around them, the clumps of highest density find themselves engulfed in the bubbles, and the SB forms around them through the successive merging of individual bubbles. Some evaporation of the shocked material will occur, but the interior of the early superbubble should remain very clumpy, with localized high density contrasts. Parts of the individual bubble shells can also be trapped inside the SB, with typical sizes on the parsec scale. Later on, when shock fronts from a new wind phase (e.g. Wolf-Rayet) or a new SN propagate inside the SB, the same mechanism recurs, with the denser globules surviving and producing reflected shocks (see e.g. the numerical work of Poludnenko et al., 2002).

During the process of SB formation and growth, a substantial fraction of the energy contained in the parts of the shells which encounter the clumps (or which encounter each other) will be transferred to secondary shocks and turbulence. Shock-clump interactions should also lead to efficient MHD waves generation, especially since the dense clumps in massive star formation sites are known to be highly magnetized. Zeeman effect measurements, which probe the line-of-sight field, show magnetic field values as high as a few to a few tens of milligauss (Sarma et al., 2002). Less dense clumps, with densities  $10^3\text{--}10^6\text{ cm}^{-3}$ , also have large magnetic fields of a few tens of  $\mu\text{G}$  (Crutcher, 1999).

It should also be noted that, in addition to the generation of MHD turbulence through the coupling with large scale hydrodynamic motions with velocities close to the Alfvén speed (cascading to smaller scales down to the gyroradius of thermal protons; e.g. Goldreich and Sridhar, 1997), relativistic particles can generate or amplify MHD waves notably through streaming instability (see e.g. Bykov et al., 2000).

## 8.5 Stellar winds inside superbubbles

Once the superbubble is formed by the merging of the wind bubbles, its interior consists of a hot, low-density medium (apart from the above-mentioned clumps), where the shocked wind material of all the stars match together subsonically. Closer to the stars, however, is a region of unshocked wind material blowing roughly spherically at supersonic velocities, producing a strong wind termination shock. It is instructing to calculate the typical radius,  $R_{\text{term}}$ , of such shocks. It is obtained by equating the ram pressure of the wind,  $P_{\text{ram}} = \rho_w V_w^2 = \dot{M}_w V_w / 4\pi r^2 = L_w / 2\pi V_w r^2$ , and the thermal pressure in the SB interior,  $P_{\text{SB}}$ , which depends on the dynamical evolution of the superbubble, and is a decreasing function of time.

### 8.5.1 Typical physical conditions in SB interiors

The theory of SB evolution has given rise to a lot of work (Mac Low and McCray, 1988; Tomisaka, 1990; Koo and McKee, 1992; Shull and Saken, 1995; Korpi et al., 1999; Silich and Franco, 1999). They all are based on the standard wind bubble theory (Weaver et al., 1977), but differ in the treatment of some aspects of the SB dynamics. Both analytical and numerical studies have been provided, taking into account external magnetic fields, density gradients, inhomogeneous environments, thermal conduction, shell evaporation, mass loading from internal clouds, etc. Here, we shall not go into any particular detail, as we are only interested in the typical values of basic physical quantities inside the SB. To this aim, we follow Mac Low and McCray (1988) and assume that the SB is expanding in a homogeneous medium of density  $n_0$ , powered by the activity of an OB association providing a constant mechanical luminosity,  $L_{OB}$ .

The energy release inside the SB is not continuous and experiences strong peaks when an OB star enters the Wolf-Rayet stage or when a new SN explodes. However, it can be shown that for sufficiently evolved SBs (after a few Myr, say) the variations of the driving power are smoothed out, as the shells of individual SN shocks become subsonic before they reach the supershell (except of course for SNe exploding particularly close to it), and their energy is turned into internal energy before it can have direct influence on the supershell dynamics (see below, and Mac Low and McCray, 1988). The SB interior thus acts as a buffer which absorbs the rapid variations of the input power.

In addition, star formation is a sequential process in GMCs, and massive stars have a whole range of lifetimes (see above). It is therefore legitimate, as a first approximation, to assume that the energy release is indeed roughly constant inside the SB, which allows us to treat the whole SB as a very large wind bubble, with “superwind” power  $L_{OB} = L_{OB,38} \times 10^{38}$  erg/s. The supershell then refers to the large shell of cool ( $T \sim 10^2$  K) and dense ( $n_{sh} \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ ) gas surrounding the whole SB, powered by both winds and SNe (individual, expanding shells can be found inside the SB).

With the above assumptions, Mac Low and McCray (1988) follow Weaver et al. (1977) to find the temperature and density inside the SB :

$$T_{SB} \simeq (3.5 \cdot 10^6 \text{ K}) L_{OB,38}^{8/35} n_0^{2/35} t_7^{-6/35} f(x), \quad (8.4)$$

and

$$n_{SB} \simeq (4.0 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}) L_{OB,38}^{6/35} n_0^{19/35} t_7^{-22/35} f(x)^{-1}, \quad (8.5)$$

where  $n_0$  is the external ISM density in  $\text{cm}^{-3}$ ,  $t_7$  is the age of the SB in units of  $10^7$  yr,  $x = r/R_{SB}$  is the relative distance from the SB center, and  $f(x) = (1-x)^{2/5}$  is a function giving the temperature and density gradient inside the SB, assuming that the energy is injected at  $x = 0$ . Even though such a simplification is not realistic, we are only interested in the resulting estimate of the internal pressure, i.e. the product  $P_{SB} = \mu n_{SB} k_B T_{SB}$ , which is independent of  $f(x)$ . The average pressure is indeed constant inside the SB, as the sound crossing time is lower than the SB dynamical time. Here we assume a particle multiplicity  $\mu \simeq 2.3$ , taking into account the contribution of the electrons to the pressure (the SB interior is here assumed to be fully ionized, with solar abundances).

The SB internal pressure thus reads :

$$P_{SB} \simeq (4.3 \cdot 10^{-12} \text{ dyne cm}^{-2}) L_{OB,38}^{2/5} n_0^{3/5} t_7^{-4/5}. \quad (8.6)$$

TAB. 8.1 – Typical stellar wind parameters in the three main phases of the evolution of a  $35 M_{\odot}$  star (main sequence, red supergiant, Wolf-Rayet) and a  $60 M_{\odot}$  star (main sequence, luminous blue variable, Wolf-Rayet) : duration of the phase, stellar mass loss rate, final wind velocity, wind mechanical luminosity, total energy of the wind in the corresponding phase, wind overlap ratio (see text). The latter scales as  $t_7^{2/5} L_{\text{OB},38}^{-1/5} n_0^{-3/10} (R_{\text{OB}}/35 \text{ pc})(N_{\text{OB}}/100)^{-1/3}$ .

stellar model mass/phase	duration Myr	$\dot{M}_{\text{w}}$ $10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$	$V_{\text{w}}$ $10^3 \text{ km/s}$	$L_{\text{w}}$ $10^{37} \text{ erg/s}$	$E_{\text{w}}$ $10^{50} \text{ erg}$	$R_{\text{term}}/R_{\star}$ ( $t_{\text{OB}} = 10 \text{ Myr}$ )
$35 M_{\odot}/\text{MS}$	4.2	0.06	3.1	0.2	2.6	0.85
$35 M_{\odot}/\text{RSG}$	0.2	9.0	0.075	0.017	0.011	1.6
$35 M_{\odot}/\text{WR}$	0.2	2.2	2.0	2.9	1.8	4.0
$60 M_{\odot}/\text{MS}$	3.4	0.94	3.1	3.1	33.	3.3
$60 M_{\odot}/\text{LBV}$	0.012	65.	0.4	3.4	0.13	9.7
$60 M_{\odot}/\text{WR}$	0.6	2.7	2.5	5.6	11.	5.0

### 8.5.2 Wind-wind interaction

We can now find the radius of a stellar wind termination shock, around a given O or B star with a wind power  $L_{\text{w}} = L_{\text{w},37} \times 10^{37} \text{ erg/s}$ , and a wind velocity  $V_{\text{w}} = V_{\text{w},3} \times 10^3 \text{ km/s}$ , by equating  $P_{\text{SB}}$  from Eq. (8.6) with the wind ram pressure,  $P_{\text{ram}}$ , which depends on the stellocentric distance  $r_{\text{pc}}$  (in parsecs) as :

$$P_{\text{ram}} \simeq (1.7 \cdot 10^{-9} \text{ dyne cm}^{-2}) L_{\text{w},37} V_{\text{w},3}^{-1} r_{\text{pc}}^{-2}. \quad (8.7)$$

One obtains :

$$R_{\text{term}} \simeq (20 \text{ pc}) L_{\text{w},37}^{1/2} V_{\text{w},3}^{-1/2} L_{\text{OB},38}^{-1/5} n_0^{-3/10} t_7^{2/5}. \quad (8.8)$$

Interestingly enough, this radius can be larger than  $R_{\star}$ , given by Eq. (8.1). Even in the early stages of SB evolution, say a few million years after the onset of the wind activity, the free wind termination radius,  $R_{\text{term}}(t_7 = 0.3) \gtrsim 12 \text{ pc}$ , is larger than the distance between two stars in a typical OB association, for typical parameters of strong stellar winds. Table 1 gives typical wind parameters for massive stars of  $35 M_{\odot}$  and  $60 M_{\odot}$ , in three different phases of their evolution, as gathered from Garcia-Segura et al. (1996a,b). In the last column, we have indicated the value of the ‘overlap ratio’, which we define as  $R_{\text{term}}/R_{\star}$ ,  $10^7$  years after the beginning of the SB growth. As can be seen, this ratio is as high as 4 or 5 in the Wolf-Rayet stellar evolutionary stage, and larger than 1 even in the less powerful main-sequence phase, for massive enough stars. We therefore conclude that direct wind-wind interaction should occur inside superbubbles.

It must be stressed that this interaction is very different from the merging of wind bubbles discussed in Sect. 8.4.2. There, it was the shocked subsonic wind material of two different stars which came into contact as the wind bubbles expanded. The shells of swept-up circumstellar material then merged into a larger shell, pushed further ahead in the ISM by the high pressure in the shocked material inside the collective bubble. Here, we find that due to the low pressure inside the SB (even just a few Myr after its formation), the region containing *unshocked* wind material extends far enough around

the star so that it may enter directly into contact with the unshocked wind material of another star. Of course, since both winds are highly supersonic, the direct contact cannot actually occur, and a termination shock forms ahead of each wind, where the material blown from each star gets shocked and becomes subsonic. This situation can be described by saying that the winds actually *terminate each other*, instead of being terminated by the surrounding medium.

As a consequence the interaction region has a much higher pressure than the typical pressure of the SB interior, and it is expected (and indeed confirmed by numerical simulations of single colliding winds; e.g. Pittard, 1998; Walder and Folini, 2000) that the termination shocks are then very instable. The wind energy contained in the solid angle where the winds terminate each other (which can be close to one for sufficiently evolved SBs, with low internal pressure, or for dense OB subgroups) is then efficiently converted into strong turbulence, and since the material is fully ionized, plasma waves should also rapidly develop and produce a magnetic turbulence with values of the magnetic field close to the equipartition value. As can be checked from the corresponding wind parameters, this mechanism will be particularly efficient during the post main-sequence evolution of massive stars. While these stage are relatively short (a fraction of Myr), the integrated power of the wind can be quite high, and comparable to the SN explosion energy, as shown in the last but one column of Table 8.1. Wind-wind interaction in SB cores can thus be an important mechanism to feed strong magnetic turbulence with energy.

In this respect, recent Chandra observations (Townsend et al., 2003) have provided X-ray images with high spatial resolution of two HII regions, known to be compact high-mass star forming regions : the Omega Nebula, M 17, and the Rosette Nebula, NGC 2237-2246. In both cases, Chandra detected a diffuse soft X-ray emission on parsec scales, which is spatially and spectrally distinct from the point source population. The luminosity of these diffuse emissions are  $L_X \simeq 3.4 \cdot 10^{33}$  ergs/s and  $L_X \simeq 6.2 \cdot 10^{32}$  ergs/s respectively, and can be understood if the  $\sim 10\%$  of the OB stars wind energy is converted into shocks. As there is no strong evidence of any SN explosion that could contribute to this emission, it is believed that O star wind-wind interactions or the interaction of wind termination shocks with dense molecular clumps are probably responsible for the dissipation of the wind energy into X-rays.

### 8.5.3 Strong turbulence generation in SB core

The fraction of the wind energy which should participate in the generation of turbulence through the above-mentioned mechanism depends on the wind overlap ratios of the various stars in their different phases. Since the wind parameters depend on the initial stellar mass, one may expect differences between clusters, the ones containing more massive stars being more active, in the sense of having stronger wind-wind interactions. For example, the presence of a  $60 M_\odot$  in an OB association can by itself produce an active SB core, since the corresponding wind termination shock radius,  $R_{\text{term}}$ , in a typical 10 Myr old SB, will be of the order of 20 pc during the MS phase, and even more afterwards, and therefore encompass several neighbouring OB stars (or even a whole subcluster!). The wind of the other stars, even if they are weaker, will thus be terminated by the most powerful one, leading to strongly fluctuating contact discontinuities and chaotic turbulence generation. Since the wind velocities are supersonic, a strong turbulence will actually develop, with important intermittency modulated by the changes in the stellar wind phases (Walder and Folini, 2000).

On larger timescales, the generation of turbulence by the OB winds inside the SB core will also be modulated according to the sequence of star formation and the retarded

onset of the Wolf-Rayet phase. The initial mass function will also play an important role in determining the energy conversion efficiency.

While the above estimates have been obtained under the assumption of regularly spaced massive stars (with a spacing of  $2R_*$ ), the effective overlap ratios in the SB core depend on the actual distribution of stars in the OB association. Any sub-clustering in the association will result in smaller distances between closest neighbours, and OB subgroups with a larger density of stars will have a lower  $R_*$  and thus larger overlap ratios. In the case of R136 in 30 Dor, mentioned in Sect. 8.4.1, the value of  $R_*$  is 4 times smaller than our fiducial value, so that massive stars in the WR stage will have termination shocks encompassing the whole subgroup (leading to strong wind-wind interactions), and less massive OB stars will also have overlap ratios larger than 1, possibly even during the main-sequence evolutionary stage.

Therefore, we can expect that, at least in some OB associations (and probably in most of them), a significant fraction of the total wind energy (which can be larger than the SN explosion energy for the most massive stars) should be processed through direct wind-wind interaction in a typical OB association. Efficient particle acceleration should then take place in the resulting strong turbulence and MHD waves, as further discussed below.

In addition, we should keep in mind that, as argued above (see Sect. 8.4.3), the medium around OB stars in a superbubble should be inhomogeneous and contain numerous high density clumps and filaments, inherited from the SB formation process as well as due to previous wind-wind and shock-clumps interactions. Since the strong wind termination shocks are found to occupy a significant fraction of the SB cores, it is also expected that most of these clumps will be encountered by the supersonic winds, leading to numerous secondary shocks, as well as MHD waves. The latter will be generated all the more efficiently that the high density clumps inside GMCs are strongly magnetized (cf. Sect. 8.4.3).

In conclusion, the proximity of the massive stars in the OB association and the low value of the SB internal pressure make it possible for winds to ‘collide’ and terminate each other, imparting a significant fraction of the OB association’s wind energy into turbulence and MHD waves, which is further reinforced by the interaction of the supersonic winds with high density clumps and filaments in the SB core. This is an important feature of efficient acceleration models inside superbubbles, where advantage can be taken of the concomitance of strong stellar activity in a restricted volume : *the collective effect of all OB stars in the association does not come down to the sum of the individual effects of isolated massive stars.*

## 8.6 Supernovæ inside superbubbles

As shown above, the environment in which most SNe explode in the Galaxy is very different from the average ISM which is found around the most studied, isolated SNe. We now discuss in what respect this can influence the evolution of SNRs.

### 8.6.1 Distortion of the shock front

Bykov (1982) has shown that the propagation of a shock front in a turbulent flow leads to some distortion which can be represented by random relative displacements of individual sections of the front. This does not destroy the front, however, as a saturated regime is reached where the growth of the distortions is dumped by the propagation of



surface waves (and MHD waves in a plasma with  $\beta \sim 1$ , as in SBs) along the shock front. In this way, some energy is pulled out of the shock into the (magnetic) turbulence, and strong fluctuations of the electron density are produced, on scales  $\gtrsim 10^{13}$  cm (Bykov, 1982). This can account for the scintillation measurement of background pulsar light (e.g. Rickett 1990). These distortions and the accompanying electron and magnetic field fluctuations will also influence the diffusive shock acceleration process for particles with gyroradii comparable to the typical amplitude of the shock front perturbations.

### 8.6.2 SNR evolution

As far as the global behaviour of the SNR is concerned, one should not expect significant deviations from the standard laws describing the evolution of the shock radius and velocity in a homogeneous medium (except if shock quenching occurs, as mentioned below). It is interesting, however, to scale these laws according to the physical conditions encountered in SB interiors : a lower density will result in a quicker growth of the SNR shell, and a higher temperature in a higher sound speed.

The first stage of SNR evolution corresponds to a free expansion of the ejecta, at a roughly constant velocity scaling like  $v_{\text{SN}} = (2E_{\text{SN}}/M_{\text{ej}})^{1/2} \simeq 3.2 \cdot 10^3 \text{ km/s} \times (E_{51}/M_{10})^{1/2}$ , where  $E_{51}$  is the explosion energy in units of  $10^{51}$  erg and  $M_{10}$  is the mass of the ejecta in units of  $10 M_{\odot}$ . A transition to a Sedov-like expansion occurs when a mass of roughly  $1.6 M_{\text{ej}}$  is swept-up by the ejecta (McKee and Truelove, 1995). In a medium of density  $4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ , which corresponds to the case of our typical SB after  $10^7$  yr of evolution (see Eq. (8.5)), this occurs when the SNR reaches a radius  $R_0 \simeq 30 \text{ pc} \times M_{10}^{1/3} t_7^{0.21}$ , i.e.  $\sim 1.3 \cdot 10^4 \text{ years} \times (M_{10}^{5/6} t_7^{0.21} E_{51}^{-1/2})$  after the explosion (Truelove and McKee, 1999, with parameters  $n = 7$  and  $s = 0$ ).

In the Sedov-like phase, the SNR expands almost self-similarly (if we except a small time offset), as from a point explosion, according to :

$$R_{\text{SNR}} \simeq (38 \text{ pc}) t_{\text{SNR},4}^{2/5} t_{\text{SB},7}^{0.126} \quad (8.9)$$

and

$$V_{\text{SNR}} \simeq (1470 \text{ km/s}) t_{\text{SNR},4}^{-3/5} t_{\text{SB},7}^{0.126} \quad (8.10)$$

where we have replaced the ambient gas density by that of the SB interior given by Eq. (8.5) and used the values corresponding to our fiducial SB, and where  $t_{\text{SB},7}$  is the age of the SB in units of  $10^7$  yr and  $t_{\text{SNR},4}$  the age of the SNR in units of  $10^4$  yr (0.126 is an approximate value of the ratio  $22/175$ ). Note also that the dependence on the OB association luminosity and ambient (ISM) density is very low (power indices of 0.034 and 0.11 respectively).

The above equations allow one to calculate the time when the shock becomes sub-sonic. Replacing the temperature,  $T_{\text{SB}}$ , from Eq. (8.4), in the expression of the sound velocity,  $c_s = \sqrt{\gamma p/\rho} \simeq \sqrt{\gamma kT/(1.4 m_p)} \simeq 99 \text{ km/s} \times (T/10^6 \text{ K})^{1/2}$  for  $\gamma = 5/3$ , one finds that  $V_{\text{SNR}} > c_s$  until

$$t_{\text{sub}} \simeq (3.1 \cdot 10^5 \text{ yr}) t_{\text{SB},7}^{37/105}. \quad (8.11)$$

By that time, the SNR has reached a radius

$$R_{\text{sub}} \simeq (150 \text{ pc}) t_{\text{SB},7}^{4/15}, \quad (8.12)$$

which can be compared to the radius of the superbubble itself (e.g. Mac Low and McCray, 1988) :

$$R_{\text{SB}} \simeq (267 \text{ pc}) L_{\text{OB},38}^{1/5} n_0^{-1/5} t_7^{3/5}. \quad (8.13)$$

The important point to note is that  $R_{\text{sub}} < R_{\text{SB}}$  very early in the evolution of a typical SB (i.e. for the very first SN), and that  $R_{\text{sub}}/R_{\text{SB}}$  still decreases as  $0.56 t_7^{-1/3}$  as the SB evolves. In other words, when a SN explodes inside a superbubble, its forward shock will never reach the supershell, unless the explosion site is exceptionally close to it. The energy of the SNR shell will eventually aliment the SB internal energy, as the expanding shock becomes subsonic and the shock fades into heat and sonic waves. This justifies the statement made above that the discrete energy releases inside the SB are actually smoothed out and the growth of the SB can be worked out by assuming a continuous driving power.

Further very important information can be derived from the above scaling of the evolution of a SNR in a hot, rarefied medium. Contrary to what occurs for isolated SNe in the ISM, one can show that the shell of a SN exploding inside a SB becomes subsonic *before* becoming radiative. Indeed, evaluating the cooling time of the shocked gas compared to the age of the SNR, Blondin et al. (1998) obtained the timescale for the end of the Sedov-like phase and the formation of a radiative shell as  $t_{\text{rad}} = 2.9 \cdot 10^4 \text{ yr} E_{51}^{4/17} n_0^{-9/17}$ . Replacing  $n_0$  by the SB density and dividing by the time corresponding to the sonic transition, one finds that

$$t_{\text{rad}}/t_{\text{sub}} \simeq 1.7 \times t_7^{-1/51} \quad (8.14)$$

is always larger than 1, indicating that the SNR will never become radiative inside the SB. Although this conclusion depends in principle on the parameters of our typical SB, the dependence appears to be very weak, in  $L_{\text{OB}}^{0.091}$  (and  $n_0^{0.29}$ ). One may therefore be confident that SN shock waves remain in the Sedov-like phase (and thus keep their initial energy) until they die well inside the SB.

### 8.6.3 Energy balance

This makes a significant difference when considering particle acceleration efficiency : while a substantial fraction of the SNR energy is radiated away in isolated SNRs, and thus not available for particle acceleration, all the SNR energy is eventually turned into internal energy inside a SB. Now, not only heat is produced in this way, but given the characteristics of the SB interior, with pre-existing turbulence and inhomogeneities (see above), one can expect that the dying SNR shocks will turn a substantial fraction of their energy into additional turbulence, which is an important ingredient of the acceleration mechanism discussed in Sect. 8.8. Magnetic turbulence will also be produced (or amplified) during the alfvénic transition, which should occur before the sonic transition if the Alfvén velocity is in fact larger than the sound speed in SBs, as we expect if  $B_{\text{SB}} \gtrsim 10 \mu\text{G}$  (see Sect. 8.7.1).

The pre-existence of a strong hydrodynamic turbulence in the plasma ahead of the shock can also affect the SNR expansion before it reaches Mach and Alfvén numbers of order unity. When the shock velocity drops to values comparable to typical turbulent velocities inside the SB, one may expect large distortions of the shock front. While such distortions saturate when the shock velocity is large compared to the ambient velocities (as recalled in Sect. 8.6.1), the situation is different when different parts of the shock propagate in fluids with large velocity fluctuations. If we assume, at zeroth order, that the shock velocity *relative to the local fluid* remains approximately constant, then strong shear of the shock front will start when  $V_{\text{SNR}} \sim V_{\text{turb}}$ . Following Bykov and Fleishman (1992), we can estimate typical turbulent velocities inside SBs of the order of 300 – 1000 km/s or even more. This is consistent with our picture of the SB core as a turbulent medium resulting from the interaction of strong stellar winds and SN shocks with dense

clumps as well as other shocks, generating numerous secondary shocks. With such values of  $V_{\text{turb}}$ , strong fluctuations of the SNR front and of the magnetic field lines attached to it start about  $2 \cdot 10^4 - 10^5$  years after the explosion (i.e. around or soon after the end of the free expansion phase for the largest turbulent velocities).

For all the above reasons, the evolution of a SN shock inside a superbubble (i.e. a hot, rarefied, inhomogeneous and turbulent medium) is different from that of an isolated SN. Although reliable quantitative estimates would require in-depth studies which are beyond the scope of this paper, we note that all the above-mentioned mechanisms tend to produce strong turbulence and generate MHD waves, turning a significant fraction of the SN explosion energy (which is usually lost in isolated SNRs) into a form which can be available for further particle acceleration. While the first few  $10^4$  years of the SNR evolution inside a SB should follow the standard scheme (although with a much longer free expansion phase), a series a transition should then occur, following the hierarchy  $V_{\text{turb}} \gtrsim V_{\text{Alfven}} \gtrsim c_s$ , and degrade the shock energy into turbulence, MHD waves and CRs.

As far as energy balance is concerned, it is also interesting to note that not only does a larger fraction of the SN kinetic energy go into turbulence and MHD waves inside a SB than in the free ISM (especially since the radiative phase is never reached), but the stellar wind energy is also feeding the process efficiently (which is not the case for isolated massive stars), and can therefore be used for particle acceleration.

## 8.7 Shock acceleration inside SBs

Before we turn to the description of a specific SB-acceleration mechanism, with no equivalent in isolated SNRs, let us now investigate the influence of the SB characteristics on the standard SN shock acceleration mechanism, and discuss possible manifestations of collective acceleration effects due to the repeated shocks.

Even though most SN explosions occur inside superbubbles rather than in the free ISM, it could be argued that this does not significantly change the cosmic-ray origin scenario and that diffusive shock acceleration, resulting from the velocity discontinuity at the shock front, should produce essentially identical results wherever the SN shock is located. Several properties of the SB, however, weaken this argument.

### 8.7.1 Modification of diffusive shock acceleration

The efficiency of particle acceleration around strong shocks and the maximum energy,  $E_{\text{max}}$ , which can be reached, crucially depend on the level of turbulence and the value of the magnetic field. Since the size of SNRs and the time available for acceleration are limited, large values of  $E_{\text{max}}$  require low diffusion coefficients. A lower limit to the diffusion coefficient along magnetic field lines is provided by the so-called Bohm scaling, where  $D_B = \frac{1}{3}vr_g$  and  $r_g = \gamma mv/qB$  is the gyroradius of the particle of mass  $m$ , charge  $q = Ze$  and Lorentz factor  $\gamma$  in a field of strength  $B$ . This gives  $D_B \simeq 3.1 \cdot 10^{22} \gamma \beta^2 Z^{-1} B_{\mu G}^{-1} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ . To lower this value, and thus increase  $E_{\text{max}}$ , one needs larger magnetic fields.

In a number of recent studies of diffusive shock acceleration, attention has been turned to the generation of large magnetic fields on both sides of the shock front, by hydrodynamical instabilities and the non-linear amplification by cosmic-rays of the seed magnetic field (e.g. Lucek and Bell, 2000 ; Berezhko et al., 2003 ; Ptuskin and Zirakashvili, 2003). Clearly, such mechanisms should be even more efficient inside superbubbles where

strong magnetic fields are present ahead of the shock. Likewise, the linear damping of the waves in the background plasma, which limits the amplitude of the random magnetic field through ion-neutral collisions, does not occur inside SBs, where the material is fully ionized. As for the unavoidable non-linear damping through wave-wave interactions, the situation may again be different inside a SB, because the cosmic-rays are not the only source of the wave growth ahead of the shock, and a steady state should be maintained at a higher level than around isolated SNRs, due to the continuous generation of magnetic turbulence in the background.

Although direct measurements of the magnetic fields inside superbubbles are not available, one can estimate that it is indeed larger than in the average ISM, due to the various mechanisms discussed above. Turbulence generation through direct wind-wind interactions, shock-clump interactions and shock distortion at mildly super-alfvénic velocities should be accompanied by MHD wave generation, all the more efficiently that the medium is ionized and the clumps are themselves magnetized (see Sect. 8.4.3).

Assuming equipartition of the mechanical energy released by the massive stars between thermal pressure, turbulence and magnetic fields, one can obtain magnetic fields of the order of  $10 - 20 \mu\text{G}$ . Indeed, evaluating  $B$  through  $P_{\text{SB}} \simeq B^2/8\pi$  from Eq. (8.6) gives  $B \simeq 10 \mu\text{G}$ , while equating  $B^2/8\pi$  to the total energy density available inside the SB,  $\epsilon \simeq L_{\text{OB}} \times t_{\text{SB}}/V_{\text{SB}}$  (with  $L_{\text{OB}} = 10^{38} \text{ erg/s}$ ,  $t = 10^7 \text{ yr}$  and  $R_{\text{SB}}$  from Eq. (8.13)), gives  $B \simeq 20 \mu\text{G}$ . A similar estimate was obtained by Bykov and Toptygin (1988, 2001).

Most recent studies of particle acceleration at shock waves also claim magnetic field amplification around the shock fronts, and this is also supported by the multi-wavelength modeling of SNRs. Although the exact mechanism of the field amplification is not yet established, one could expect that CR-wave interactions, field compression and shock-driven instabilities play an important role (e.g. Lucek and Bell 2000). Assuming an amplification factor  $\alpha_B$ , one can roughly estimate the maximum energy obtained from standard diffusive shock acceleration inside SBs by following Ptuskin and Zirakashvili (2003) and requiring that  $D(E) \leq 0.1 V_{\text{SNR}} R_{\text{SNR}}$  at the end of the free-expansion phase (see also Berezhko et al., 1996) :

$$E_{\text{max}} \simeq (1.7 \cdot 10^{17} \text{ eV}) \times Z \times \frac{\alpha_B}{20} \times \frac{B_{\text{SB}}}{10 \mu\text{G}}. \quad (8.15)$$

We see that values of  $E_{\text{max}}$  of the order of  $Z \times 10^{17} \text{ eV}$  (as would be required in order to reach the ankle of the CR energy distribution), require values of  $\alpha_B$  of the order of 10–20. This corresponds to enhanced values of the magnetic field at the shock of the order of 100–200  $\mu\text{G}$ , which does not seem unreasonable compared to what is usually assumed in isolated SNRs (as deduced from X-ray observations, Berezhko and Völk, 2004; Ballet et al., 2004), but additional work is needed to give a sensible conclusion.

Another specificity of diffusive shock acceleration inside SBs is related to the presence of a turbulent and magnetized medium ahead of the shock, which can increase the efficiency of particle acceleration. In isolated SNRs, while efficient turbulence generation is expected downstream, the diffusion of energetic particles ahead of the shock is conditioned to their own ability to generate resonant Alfvén waves. In a superbubble, such waves should pre-exist to some critical level and provide the seed for amplification by the streaming cosmic-rays. As shown by Lucek and Bell (2000), the corresponding instability leads to the rapid growth of the modes in resonance with the CRs, which can then be scattered efficiently. This should be made even easier in a magnetized, turbulent medium such as an SB core, resulting in an increase of the acceleration rate at the higher end of the momentum spectrum, where tuned waves usually do not exist and the CRs

leak out of the SNR until resonant waves have sufficiently grown. Note however that the MHD turbulence can also have an indirect effect on cosmic ray propagation by acting as a damping mechanism for cosmic-ray generated waves (Farmer and Goldreich, 2004). In that case, the magnetic field amplification could strongly depend on the wavenumber and the efficiency of particle acceleration on the energy range.

Pre-acceleration in the turbulent flow inside the SB should also modify injection, by increasing the number of particles which are energetic enough to see the shock discontinuity. In an isolated SNR, particle injection in the acceleration process is provided by the tail of the thermal distribution (see e.g. Jones and Ellison, 1991 ; see also Malkov & Völk, 1995, 1998 ; Völk et al., 2003), which limits the fraction of particles flowing through the shock front to be eventually accelerated to about  $10^{-4}$  or  $10^{-3}$  at most. In the case of a SNR inside a SB, the situation is quite different, in principle, as virtually all the pre-existing energetic particles passing through the shock will see the discontinuity and be able to gain energy by diffusing back and forth across the shock front. The resulting re-acceleration will of course be at the expense of the shock energy, and it is expected to affect the energy balance at the shock transition, as well as the global evolution of the SNR. It is then possible that the shock profile adapts to the EP energy flow and increases the size of precursor, so as to limit particle injection. A situation where the shock is rapidly quenched by the re-acceleration of pre-existing energetic particles can also be envisaged, and it will be investigated in a separate paper (see also the discussion below).

In summary, the diffusive shock acceleration mechanism is not fundamentally modified inside a SB, but the conditions there are such that i) the maximum energy possibly reached is naturally higher, because the free expansion phase lasts longer and extends to a much larger radius, and because of a pre-existing turbulent magnetic field ahead of the shock, and ii) the injection mechanism is probably more efficient (and perhaps so much that the shock may be quenched by the reacceleration of a high density of pre-existing CRs).

### 8.7.2 Repeated shock acceleration

We have shown above that SNRs in a SB environment should lead to a very efficient conversion of the explosion energy into cosmic-rays, because of an increased injection efficiency, and also because the shock never becomes radiative and thus a significant fraction of the explosion kinetic energy can be converted into turbulence and MHD waves inside the SB, which in turn provide an additional acceleration mechanism (see Sect. 8.8). In this section, we investigate multiple shock acceleration effects, as a result of repeated SN explosion in the SB.

Multiple shock acceleration in the context of SBs has been discussed by Klepach et al. (2000). In their model a large number of strong spherical SN shocks must be simultaneously present in the volume of interest. Such a model would require an extreme SN rate in SB, because of the lifetime of a SN blast wave is of the same order as the time scale between two explosions ( $\sim 3 \cdot 10^5$  yr). Thus the number of coexisting primary SN shocks inside a SB must be small ( $\lesssim 2$ ), unless powerful starburst region, which is not frequent in the Milky Way.

However, *repeated shock acceleration* is quite possible, and must actually occur for relatively low-energy particles. The situation can be straightforwardly described by remarking that since the individual SN shocks become subsonic well inside the SB, *all the EPs* accelerated by diffusive shock acceleration (DSA) at the shock will be released inside the SB and diffuse from there out of the system. Now if the time required for them

to leave the SB is larger than the typical time between two SN explosions, they may be overcome by a subsequent shock, and thus be injected into a new DSA episode.

### A simple model

If one could neglect all other acceleration processes of the particles between two successive shocks (but see Sect. 8.8), the effect of such repeated shock acceleration could be estimated straightforwardly in the test-particle limit, by simply applying several times the 'transfer operator',  $\mathcal{T}$ , of one shock. The latter is well known from standard planar DSA theory (e.g. Blandford and Ostriker, 1978; 1980), and can be expressed very simply through a change of variable :

$$\mathcal{T} \circ f_{\text{in}} = xp^{-x} \int_0^p p'^{x-1} f_{\text{in}}(p') dp' = \int_0^1 f_{\text{in}}(pu^{1/x}) du, \quad (8.16)$$

where  $f_{\text{in}}$  is the incoming EP distribution function, and  $x = 3r/(r-1)$  is the standard power-law index found in test-particle DSA theory, for a shock with compression ratio  $r$ . When applied to an initial distribution function, far upstream, given by  $f_{\text{in}} = (n_0/4\pi p_0^2) \delta(p - p_0)$  (monoenergetic 'injection'), one obtains the well-known results :

$$f_1 = \frac{n_0}{4\pi p_0^3} \times x \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-x} \times H(p - p_0), \quad (8.17)$$

where  $H(x)$  is the Heaviside function.

Analytical iteration of the transfer operator is possible, and one can thus obtain the distribution function of the EPs after  $n$  shocks (i.e.  $n$  iterations of  $\mathcal{T}$ ), assuming that test-particle is still valid (c.f. White 1985; Achterberg 1990) :

$$f_n(p) = \mathcal{T}^n \circ f_{\text{in}} = \frac{x^{n-1}}{(n-1)!} [\log(p/p_0)]^{n-1} f_1(p). \quad (8.18)$$

The above formula includes the compression factor through the shock, so that the EP number density (obtained by integration over  $p$ ) is  $n_0 r^n$ . A proper account the necessary decompression of the shocked gas between two DSA episodes, without which the SB would actually be shrinking, should also affect the EP momentum distribution. If the EPs are coupled to the hot gas behind the shock after they have left the acceleration process (but still in the compressed region), they should experience adiabatic losses corresponding to a dilation inverse of the shock compression. In such a process, the particles of momentum  $p$  end up with momentum  $p \times r^{-n/3}$ , and the EP distribution function after  $n$  shock crossings should actually be written  $f'_n(p) = f_n(pr^{n/3})$ , with the above expression for  $f_n$ . If on the other hand the EPs integrate the general flow inside the SB without significant energy losses, the effective distribution function to be considered after  $n$  DSA episodes should simply write  $\tilde{f}_n(p) = f_n(p)/r^n$ .

At a given time of the repeated shock acceleration process, EPs having passed through various numbers of shocks coexist inside the SB. The effective distribution function is thus given by the sum of  $\tilde{f}_n$  functions, with  $n$  ranging from 1 to  $N$ , the maximum number of shocks seen by one particle, which depends on the age of the SB (and explosion rate). The sum should be weighted by the probability that a particle has remained inside the SB long enough to be (re-)accelerated by the corresponding number of shocks. If  $P_{\text{esc}}$  is the escape probability and we write  $q = 1 - P_{\text{esc}}$ , one obtains (using  $\tilde{f}_n$  functions for simplicity) :

$$F_N(p) = \sum_{n=1}^N q^n \frac{f_n(p)}{r^n}. \quad (8.19)$$

In the limit of large  $N$ , this sum tends towards :

$$F_{\infty}(p) = \frac{n_0}{4\pi p_0^3} \frac{qx}{r} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-3-3P_{\text{esc}}/(r-1)}, \quad (8.20)$$

for  $p \geq p_0$ , where one recognizes a generalization of the well-know result that multiple shock acceleration leads to a hard spectrum in  $p^{-3}$  (instead of  $p^{-4}$ ) if there is no escape. For finite values of  $N$ ,  $F_N(p)$  also shows a  $p^{-3}$  behaviour at low energy (where the truncated sum is very close to the infinite one due to rapid decrease of higher order terms), up to higher and higher energies when  $N$  increases.

Obviously, the above is a simple model, and the obtained solution is unrealistic in several respects. First, it was obtained in the test-particle approximation (i.e. without retroaction of the EPs on the shock structure), while we have argued that the high density of EPs inside SBs should significantly modify the flow (see also below). In addition, we have neglected all other type of acceleration, such as turbulent acceleration which may be the dominant one, as we argue below. Further acceleration of the particles between two shocks should thus modify the resulting spectrum. Finally, the probability that an EP reaches the shell of the SB and/or escapes before another shock arrives is an energy-dependent function, and depends also on the sequence of SN explosions and on the EP initial position. Nevertheless, we use the simple model above to argue that repeated shock acceleration must occur inside SBs, at least up to energies such that  $\tau_{\text{esc}}(E) \lesssim \Delta t_{\text{SN}}$ . For these particles, a hardening of the spectrum is to be expected, and be it only for that reason the acceleration process cannot be considered as identical to what is encountered in isolated SNRs (a fortiori if another mechanism actually dominates).

### Maximum energy of repeatedly accelerated particles

Let us now estimate the maximum energy of the EPs which indeed encounter several SN shocks before they leave the SB. The typical ‘escape time’ is given by  $\tau_{\text{esc}} \sim R^2/2D$ , where  $D(E)$  is the average diffusion coefficient in the SB. As shown by Casse et al. (2002), the variation law of the diffusion coefficient with rigidity depends on the ratio,  $\rho = r_g/\lambda_{\text{max}}$ , of the EP gyroradius to the principal length scale of the turbulence. For the low-energy particles considered here,  $\rho \ll 1$ , and the Bohm diffusion regime is not reached. Given the expected high level of turbulence, one can assume roughly isotropic diffusion, with a diffusion coefficient of the order of :

$$D(E) = \frac{1}{3} \lambda_{\text{max}} c \eta_{\text{T}}^{-1} \rho^{2-\beta}, \quad (8.21)$$

where a power-law turbulent spectrum of index  $\beta$  was assumed,  $S(k) \propto \eta_{\text{T}}(k\lambda_{\text{max}})^{-\beta}$ , and  $\eta_{\text{T}} = \langle \delta B^2 \rangle / (\langle \delta B^2 \rangle + B^2)$  is probably close to 1, as the turbulent field should dominate (see above).

With the above assumptions, the diffusion coefficient is estimated for a turbulent length scale of the order of the typical distance between massive stars,  $R_{\star}$ , given in Eq. (8.1). For the characteristics of our typical OB association,  $R_{\star} \simeq 6$  pc, and one obtains :

$$D(E) \simeq (1.0 \cdot 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{6 \text{ pc}} \right)^{2/3} \eta_{\text{T}}^{-1} E_{\text{GeV}}^{1/3} B_{\mu\text{G}}^{-1/3}. \quad (8.22)$$

The maximum energy for repeated shock acceleration,  $E_{\text{rsa}}$ , is then obtained from the condition  $D(E_{\text{rsa}}) \simeq R^2/2\Delta t_{\text{SN}} \sim 1.1 \cdot 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ . Taking the maximum SN extension

$R \simeq R_{\text{sub}}$  (cf. Eq. 8.12) and  $\Delta t_{\text{SN}} \simeq 3 \cdot 10^5$  yr, one finds<sup>1</sup> :

$$E_{\text{rsa}} \simeq 11 \text{ TeV} \times \eta_{\text{T}}^3 \left( \frac{B_{\text{SB}}}{10 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{\lambda_{\text{max}}}{6 \text{ pc}} \right)^{-2}. \quad (8.23)$$

where we have used  $10 \mu\text{G}$  as a fiducial value of the magnetic field inside SBs, which corresponds to a factor  $\sim 2$  less than the equipartition value.

In the absence of any other mechanism (but see Sect. 8.8) and if the shocks remain unmodified, this energy would typically mark a smooth transition between a  $p^{-3}$  and a  $p^{-4}$  EP spectrum (assuming strong shocks with a compression ratio  $r = 4$ ).

Finally, before we turn to a different acceleration mechanism specific to superbubbles, let us comment briefly on the question of shock modification.

### Energy crisis and shock modification

In applying the above simple model for repeated shock acceleration, we assumed that the test-particle approximation could be used. As is well known from DSA theory, such an approximation cannot hold if the acceleration is efficient enough and a significant fraction of the shock energy is imparted to the EPs. In this case, the EPs influence the shock dynamics, and the compression ratio across the discontinuity. This in turn modifies the EP distribution function non linearly. In a SB, the situation is aggravated because of the repeated shock acceleration effect. Indeed, when a SN shock travels in the SB medium, a large number of pre-existing EPs are injected into the DSA process, in addition to the usual high-energy tail of the shocked gas thermal distribution. The EPs of a previous generation which have not diffused away from the region swept up by the new shock (i.e. with energies lower than  $E_{\text{rsa}}$ ) have large enough gyroradii to see the shock discontinuity, and thus will gain energy from the velocity difference by diffuse back and forth across the shock. Now this energy gain will of course be at the expense of the shock energy. So it is interesting to estimate the amount of energy involved.

All the EPs do not gain the same amount of energy, as it depends on the number of shock crossings and as well as the crossing angles. However, in the test-particle approximation, as in the simple model discussed above, it is easy to estimate the average energy gain per particle. For a particle ‘injected’ in the shock with momentum  $p_0$ , the average energy at the end of the DSA mechanism is obtained by integrating  $f_1(p) \times pc$  (for relativistic particles), where  $f_1(p)$  is the distribution function given by Eq. (8.17). Dividing by  $p_0 c$ , one gets the mean energy amplification factor :  $E_1/E_0 = \ln(p_{\text{max}}/p_0)$ , if  $x = 4$ , or  $E_1/E_0 = (x - 3)/(x - 4)$ , if  $x > 4$ .

For standard, un-modified strong shocks (compression ratio of 4), the spectral index is  $x = 4$  and the energy gain per particle is quite large. For an EP of initial energy  $E_0 = 1$  GeV, and even for low maximum energy of the order of 1 TeV, the energy gain is by a factor of  $\ln 100 \simeq 7$ . So to be rather conservative, let us assume that a first SN shock has given 10% of its energy to CRs, and that a fraction 1/3 of this energy is in CRs of sufficiently low-energy to remain inside the SB until a new shock arrives. Then all these CRs will be re-accelerated to an average energy higher by a factor of 7 or even larger (for higher values of  $p_{\text{max}}$ ), which will cost about 20% of the new shock’s energy. This energy budget will then keep on increasing with the number of shocks exploding inside the SB. Note that the above estimate is actually very conservative, as the value of  $p_{\text{max}}$  should be much higher than 1 TeV/c.

<sup>1</sup>This value of the limiting diffusion coefficient is larger than the value obtained for turbulent diffusion under the SB conditions, i.e.  $v_{\text{turb}} \lesssim 10^3$  km/s and  $l_0 \sim R_{\star} \sim 6$  pc. Therefore, it is legitimate to use the non-turbulent expression, Eq. (8.21), for the order of magnitude calculation.



If nothing could modify the situation, the result of this energy crisis would be that the shocks propagating inside an already active SB quickly exhaust themselves by re-accelerating EPs from previous generations. Before that, of course, the EPs will start to play a major role in the shock dynamics (and MHD wave generation). From the above estimate, it is clear that a steeper spectrum (larger value of  $x$ , i.e. smaller compression ratio, or weaker shock) can lower the energy ratio  $E_1/E_0$ . The lower compression ratio could also be obtained through a broadening of the shock, in so far as EPs can only be shock accelerated if their gyroradius is larger than the shock thickness. In other words, the non-linear effect will work in such a way that the injection of previously existing EPs will be reduced. But in that case, of course, the shock will be a poor accelerator of the ambient thermal material. In conclusion, the resolution of the above-mentioned energy crisis in real SBs deserves a more detailed analysis, but whatever it may be, it is another important difference between isolated SNRs and SN shocks expanding inside SBs.

## 8.8 Turbulent acceleration inside SBs

Having discussed the collective effects associated with repeated shock acceleration of relatively low-energy particles, and how the standard DSA mechanism should be modified inside SBs, we now turn to the description of a specific mechanism with no equivalent in isolated SNRs, and which may be responsible for most of the energy transfer from SN and stellar wind energy to energetic particles. This mechanism has been studied by Bykov and Toptygin (1987, 1990, 2001), Bykov and Fleishman (1992), Bykov (1995, 2001), and we only give here an outline of its main features.

The idea is to describe particle interaction with a complex ensemble of multiple MHD shocks and large scale motions produced by the interaction of strong (primary) SN shocks with inhomogeneities like the shells of ambient matter swept up by stellar winds or cloud fragments (see Sect. 8.4.3). The general kinetic theory is applied in this context and the effective kinetic equation satisfied by the EP distribution function is derived for the velocity field of a superbubble described statistically, taking into account the ensemble of multiple shocks and the associated long-wavelength MHD waves in the low-density, highly turbulent and magnetized plasma which fills the SB.

This shock ensemble is typically dominated by weak shocks and described by a number of cross-correlation functions. The MHD shocks produce an intermittent distribution of accelerated particles with strong fluctuations in the low energy part of the spectrum. According to the model, this part of the distribution function could contain a substantial part of the energy released in SBs. The linear treatment of the acceleration indicates that the energy conversion is very efficient indeed, so that the retroaction of the accelerated particles must be considered. Bykov (2001) then developed a non-linear approach of the SB acceleration mechanism, describing the link between the EPs and the MHD wave ensemble. It was shown that 20–40% of the kinetic power released in the SB can be transferred to low-energy particles on a time scale shorter than  $\sim 10^6$  years, and a time-dependent spectrum of accelerated particles could be obtained.

Interestingly enough, the time asymptotic distribution function is found to be a power-law momentum distribution, with a logarithmic index in the range  $4 \leq x \leq 5$ . The index is close to 5 if the gas pressure is dominated by the non-relativistic component, and it approaches 4 in the case of a relativistic gas pressure. Note that the model assumed the presence of small-scale MHD fluctuations of wavelengths below particles mean free-path. This is supported by recent 3D simulations showing the development of magnetic field fluctuation spectra due to large scale motions of a highly conducting plasma (e.g.

Biskamp, 2003).

An important advantage of the weak shock acceleration scenario is that the efficiency of particle acceleration is then higher than that of ambient gas heating. This is generally true for a shock with sonic Mach number  $M \lesssim 1 + \beta^{-1}$  (Bykov and Toptygin 1987). Thus, in a magnetized system with  $\beta \equiv 8\pi P/B^2 \lesssim 1$ , even shocks with  $M \gtrsim 2$  transfer most of their kinetic energy to the non-thermal particles.

In a recent analysis of the observed energy budget of superbubble DEM L 192 (or N 51D), in the Large Magellanic Cloud, Cooper et. al (2004) found a discrepancy between the stored thermal and kinetic energies, representing only  $(6 \pm 2) \times 10^{51}$  ergs, and the injected kinetic energy estimated to be  $(18 \pm 5) \times 10^{51}$  ergs. A natural solution to this apparent energy crisis could be that a substantial amount of the injected energy has been converted into magnetic fields and non-thermal particles. The conversion efficiency required to solve the problem is of the order of that expected within the SB acceleration model.

Regular and stochastic magnetic fields govern the maximal energies of accelerated CRs. As discussed above, magnetic fields of the order of  $10 - 20 \mu\text{G}$  could be common inside SBs. As far as individual shocks are concerned, an estimate of  $E_{\text{max}}$  was given in Eq. (8.15), which could reach the ankle region if efficient field amplification operates around the shock, and if the Bohm diffusion regime holds. Further away from the primary strong shocks, such a regime probably does not hold. In an alternative model of CR diffusion inside a superbubble, the particles are scattered by multiple secondary weak shocks. This is the typical situation of EPs experiencing turbulent SB acceleration in the intervals between two passages of major SN strong shocks. For such a mechanism, Bykov and Toptygin (2001) found a maximum energy of the SB-accelerated EPs around  $E_{\text{max}} \sim 10^{17}$  eV, compatible with the highest energy Galactic CRs. They also made a prediction for the CR composition above the knee, and showed that a thorough measurement of the mean CR atomic weight as a function of energy (i.e.  $\langle \ln A(E) \rangle$ ) could test the models.

## 8.9 Conclusion

We have reviewed the possible collective effects of particle acceleration associated with the explosion of numerous SNe in a limited region of space and on a short timescale. We discussed several aspects of the problem, each of which, on its own, gives evidence that particle acceleration inside SBs acts in a different way from the standard diffusive shock acceleration mechanism prevailing at isolated SNRs. This is our main conclusion. We did not try to solve the complicated problem of EP acceleration in SBs, but rather showed that it deserves detailed investigation, especially since, as we reminded, most of the energy released in the ISM by massive stars is injected inside SBs, and therefore SBs should be considered as the most probable source of CRs.

Among the main conclusions reached in this paper, we have shown that the massive stars in OB associations are usually close enough to one another not only for their wind bubbles to interact and merge (forming the SB), but also for their unshocked wind material to expend up to distances larger than half the mean distance between OB stars, so that they can directly interact (or terminate each others). In the interaction region, efficient generation of strong turbulence and MHD waves should occur, maintaining conditions propitious for turbulent particle acceleration. We have also shown that cloudlets or clumps of higher density material (most probably magnetized) should be present inside the SB, providing additional seeds for turbulence and MHD waves through

their interaction with the primary and secondary shocks induced by the intense stellar activity.

The global behaviour of SN shocks inside SBs should be roughly similar to what is observed in the standard ISM. However, a few significant differences should manifest. While the shock distortions in the ambient turbulent medium should be saturated during the first few tens of kiloyears, sound waves and MHD waves should then be produced with high efficiency when the shock becomes mildly super Alfvénic and supersonic. Most significantly, we have shown that the alfvénic and sonic transitions occur i) before the shock becomes radiative, so that no energy is lost from the system (contrary to the case of isolated SNRs) and ii) well inside the SB, so that the remaining energy is released in the hot interior, and is thus available for further particle acceleration. In other words, not only do the Galactic SNe occur most often inside superbubbles, but they should also be more efficient in accelerating particles there than in the rest of the ISM, as follows from energy balance considerations.

In addition, we have shown that the lowest energy particles (possibly up to the TeV range) will experience repeated shock acceleration, as the EPs accelerated at one SN shock do not have time to diffuse out of the SB before the next SN shock sweeps the SB interior. This has several interesting consequences. First, a hardening of the spectrum can be expected at low energy (as is common in multiple shock acceleration). Second, the presence of previously accelerated particles in the upstream region of a SN supersonic flow can in principle make injection (into the acceleration process) very efficient. All the EPs with a gyroradius much larger than the shock thickness will ‘see’ the shock discontinuity, and experience diffusive shock acceleration. For this reason, an energy crisis is likely to occur, where the EP re-acceleration quickly exhausts the SN shock energy. To avoid this, non-linear effects are expected to modify the flow and/or lower the injection efficiency, so that diffusive shock acceleration may turn out to be quite different inside and outside a superbubble. In the above process, some fraction of the shock energy can be transferred to magnetic fields, thereby feeding a different acceleration mechanism, specific to SBs.

Indeed, we have argued that various mechanisms (from direct wind-wind interactions to shock-cloud interactions and shock distortion at late times) maintain a high level of turbulence and magnetic inhomogeneities in (at least part of) the SB interior – which we can refer to as its core, and that turbulent acceleration should be very efficient in this core. This is a result of standard kinetic theory, whose application to a SB environment has been extensively studied for more than decade (e.g. Bykov and Toptygin 1990). The result of the linear theory is that particle acceleration should be so efficient that the retroaction of the EPs on the flow and MHD waves must be included. First attempts to do so in a stochastic approach have shown that power-law EP distribution functions can be expected quite naturally, although the index of the power-law depends on the details of the injection processes (either from strong shock acceleration, fast moving knots, or resonant particle injection). Power-laws steeper than  $E^{-2}$  seem common inside SBs, which may be seen as a interesting result in the context of the cosmic-ray source theory. More generally, the ideas discussed above have some consequences for the GCR problematics as well as for non-thermal astronomy. These are discussed in detail in two accompanying papers.

From a general point of view, it is interesting to note that, contrary to the case of isolated SNRs, SB environments offer a unique opportunity to use not only the SN explosion energy, but also the energy of the strong stellar winds. In SB cores, the latter naturally feeds the turbulent acceleration mechanism by providing both secondary shocks and MHD waves, while the termination shocks of isolated massive stars do not seem to be efficient particle accelerators, probably because of the expected low value of the local

magnetic field upstream (i.e. in the wind itself, far from the star).

In this paper, we have only considered “standard” superbubbles, resulting from the activity of typical OB associations in the Galaxy. One should also think, however, of the huge OB clusters which are found in the center of most galaxies, including ours (e.g. Figer, 2003). These can be seen as on-going star bursts, with huge stellar densities (and particularly flat IMFs!), where the direct wind-wind interactions must be extremely important. In such regions, the SB acceleration process described above should be particularly efficient, and impossible to analyze as a mere succession of isolated SNR acceleration processes. However, the corresponding environment is probably harder to control, as strong gas expansion (and possibly galactic winds) may be generated in such bursts. For this reason, we have limited our study to the observationally better-defined SBs, although the contribution of the central region of the Galaxy to the observed CR flux may also be important.

Finally, it should be noted that efficient particle acceleration inside superbubbles may have consequences for the phenomenology of the SBs themselves. In particular, if a large fraction of the internal energy is in relativistic particles, the effective adiabatic index in the SB interior may be smaller than usually assumed, which would modify the dynamics of the SB. Energy leakage through high-energy particles could also affect the SB evolution, and may help to reconcile observations and theory. This will be addressed elsewhere.

## 8.10 Résumé et perspectives

Nous avons vu aux chapitres 5 et 7 que les superbulles étaient désignées comme sources probables de la majeure partie du rayonnement cosmique par des considérations astrophysiques diverses, liées notamment à l’étude de la nucléosynthèse des éléments légers et au fait que c’est là, en vertu des propriétés des associations OB, que les étoiles massives libèrent l’essentiel de leur énergie. Dans ce chapitre, nous avons poussé plus loin l’étude de ces superbulles en nous intéressant d’un point de vue théorique à leur physionomie interne, et notamment à la façon dont les vents des étoiles massives et les ondes de chocs des supernovæ s’y développent et y interagissent. Nous avons ainsi montré qu’il était impossible de considérer les supernovæ explosant à l’intérieur des superbulles comme des objets isolés, et qu’il fallait envisager la mise en place de processus collectifs d’accélération des particules, sans équivalent dans les SNRs individuels, capables de transférer une part très importante de l’énergie des superbulles aux particules énergétiques. D’ailleurs, ce n’est pas seulement l’énergie des supernovæ qui peut être convertie en rayons cosmiques dans les superbulles, mais aussi celle des vents Wolf-Rayet, qui peuvent contribuer de manière significative.

Il semble donc évident que les superbulles sont des structures à prendre en considération lorsque l’on s’intéresse à la problématique du rayonnement cosmique, et notamment à son origine. Mais précisément parce qu’elles sont susceptibles d’accélérer efficacement des particules, il est naturel de s’intéresser aussi au rayonnement que ces dernières pourraient induire en interagissant avec le milieu ambiant, et notamment avec la supercoquille et les nuages moléculaires denses associés aux superbulles. C’est pourquoi nous retrouverons ces objets au chapitre 11, où nous calculerons explicitement quels types de flux de rayonnement X et gamma il est permis d’en attendre. Bien sûr, la détection de tels rayonnements apporterait des informations inestimables sur les caractéristiques effectives de l’accélération dans les superbulles, sur la forme du spectre et la composition des particules énergétiques qui s’y trouve, et par conséquent sur certains

aspects du rayonnement cosmique autrement difficiles à contraindre. Car, rappelons-le, ces rayonnements sont principalement produits par les rayons cosmiques de très basse énergie qui sont essentiellement inobservables par des moyens directs, puisqu'ils sont repoussés hors de l'héliosphère par le vent solaire et ne parviennent donc pas à se frayer un chemin jusqu'à nous.

Dans ces conditions, toute contrainte indirecte est particulièrement bienvenue, et c'est la raison pour laquelle nous nous intéressons de près à l'astronomie X et gamma, ainsi qu'à la nucléosynthèse spallative. Nous ne pouvons entrer dans les détails ici, mais nous avons pris part à divers travaux relatifs à l'abondance des éléments légers au voisinage des superbulles, puisque c'est là que selon notre modèle, la majeure partie de ces éléments est produite. Nous avons déjà mentionné en passant notre article sur l'anticorrélation des éléments lourds et légers dans les étoiles G des nuages moléculaires d'Orion (Cunha *et al.*, 2000), fort surprenante de prime abord mais en réalité facilement compréhensible dans le cadre du modèle superbulle. Nous reviendrons également au chapitre 11 sur des anomalies isotopiques du lithium observées en direction d'une autre superbulle, nommée Per OB2 (dans la constellation de Persée), qui semblent révéler l'existence d'activités de spallation extrêmement intenses, qui pourraient être associées aux particules énergétiques de la superbulle voisine et ainsi confirmer ou tout au moins permettre de contraindre le modèle dont nous avons ébauché les contours dans le présent chapitre.

Enfin, nous voulons mettre ici en lumière un résultat à notre avis très important obtenu dans l'étude qui précède, et qui nous servira au chapitre 12 dans un cadre totalement différent, en liaison avec l'émission de raies à 511 keV (provenant donc de la désintégration des positrons) dans le bulbe galactique. Ce résultat, c'est qu'une supernova explosant à l'intérieur d'une superbulle n'atteint jamais le stade radiatif de son évolution où une coquille dense se forme habituellement autour des restes de supernova isolés dans le milieu interstellaire. La raison en est que la superbulle est très chaude et très peu dense, de sorte que la vitesse du son y est suffisamment élevée pour que le choc causé par l'explosion d'une supernova devienne subsonique – et donc disparaisse ! – avant que ne puisse débiter la phase radiative. Ce résultat illustre bien sûr une des différences importantes entre une supernova isolée et une supernova explosant à l'intérieur d'une superbulle, mais nous verrons qu'il peut également avoir des conséquences importantes sur la phénoménologie de la désintégration des positrons associés aux sursauts gamma.

## References

- Achterberg, A. 1990, *A&A*, 231, 251
- Ballet, J., Gallant, Y., Marcowith, A., & Parizot, E. 2004, in preparation
- Bell, A. R. & Lucek, S. G. 2001, *MNRAS*, 321, 433
- Berezhko, E. G., & Volk, H. J. 2004, *A&A*, 419, L27
- Berezhko, E. G., Ksenofontov, L. T., & Völk, H. J. 2003, *A&A*, 412, L11
- van den Bergh S., & McClure, R.D. 1994, *ApJ*, 425, 205
- Bertoldi, F., & McKee, C.F. 1990, *ApJ*, 354, 529
- Biermann, P. L. 1997, *JPhG*, 23, 1
- Biskamp, D. 2003, *Magnetohydrodynamic Turbulence*, Cambridge University Press
- Blaauw, A. 1991, in *NATO ASI Series C*, 342, 125
- Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1978, *ApJ*, 221, L29
- Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1980, *ApJ*, 237, 793
- Blondin, J. M., Wright, E. B., Borkowski, K. J., & Reynolds, S. P. 1998, *ApJ*, 500, 342
- Bresolin F., Kennicutt, R.C. Jr., & Garnett, D. R. 1999, *ApJ*, 510, 104
- Brown, A. G. A., de Geus, E. J., & de Zeeuw, P. T. 1994, *A&A*, 289, 101
- Bykov, A.M. 1982, *SvAL*, 8, 320
- Bykov, A. M. 1995, *SSRV*, 74, 397
- Bykov, A. M. 2001, *Space Sci. Rev.*, 99, 317
- Bykov, A. M., & Fleishman, G.D. 1992, *MNRAS*, 255, 269
- Bykov, A. M., Toptygin, I.N. 1982, *J. Geophys.*, 50, 221
- Bykov, A. M., Toptygin, I.N. 1987, *Astroph. Space Sci.*, 138, 341
- Bykov, A. M., Toptygin, I.N. 1988, *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.*, 52, 2290
- Bykov, A. M., Toptygin, I.N. 1990, *J. Exp. Theor. Phys.*, 98, 1255
- Bykov, A., Chevalier, R.A., Ellison, D.C., & Uvarov, Y.A. 2000, *ApJ*, 538, 203
- Bykov, A. M., Toptygin, I.N. 2001, *Astron. Lett.*, 27, 625
- Casse F., Lemoine, M., & Pelletier, G. 2002, *Phys. Rev. D*, 65, 3002
- Cliver, E. W. 2000, *AIP Conf. Proc.*, 512, 103
- Cooper, R. L., Guerrero, M. A., Chu, Y.-H., *et al.* 2004, *ApJ*, 605, 75
- Crutcher, R.M. 1999, *ApJ*, 520, 706
- Decourchelle, A., & Ellison, D. C. 2001, *SSRV*, 99, 219
- Ellison, D.C., Drury L.O'C., Meyer, J.P. 1997, *ApJ*, 487, 197
- Ellison, D.C. 2001, *Space Sci. Rev.*, 99, 305
- Farmer, A. J., & Goldreich, P. 2004, *ApJ*, 604, 671
- Figer, D.F. 2003, *Proc. of IAU Symposium 212*, *Astron. Soc. of the Pacific*, p.487
- Ferrière, K.M. 2001, *Rev. Mod. Phys.*, 73, 1031
- Garcia-Segura, G., Mac Low, M.-M., & Langer, N. 1996a, *A&A*, 305, 229
- Garcia-Segura, G., Langer, N., & Mac Low, M.-M. 1996b, *A&A*, 316, 133
- Garmany, C.D. 1994, *PASP*, 106, 25
- de Geus, E. J., de Zeeuw, P. T., & Lub, J. 1989, *A&A*, 216, 44
- de Geus, E.J. 1991, in *ASP Conf. Series* 13, p. 40
- Goldreich, P., & Sridhar S. 1997, *ApJ*, 485, 680
- de Gouveia dal Pino, E.M., & Lazarian, A., *ApJ*, 536, L31.
- Henri, G., Pelletier, G., Petrucci, P. O., & Renaud, N. 1999, *Astropart. Phys.*, 11, 347
- Higdon, J. C., Lingenfelter, R. E., & Ramaty, R. 1998, *ApJ*, 509, L33
- Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1999, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 173
- Jokipii, J. R. 1987, *ApJ*, 313, 842
- Jones, F.C., & Ellison, D.B. 1991, *Space Sci. Rev.*, 58, 259
- Jones, F.C., Kazanas D., Strittmatter, R., Nicolaidis, A. 2002, *APS meeting*.
- Kirk, J.G. 1994, *Saas-Fee advanced courses* 24, 225
- Kirk, J.G., Duffy, P., Gallant, Y.A. 1996, *A&A*, 314, 1010
- Klepach, E. G., Ptuskin, V. S., & Zirakashvili, V. N. 2000, *Astropart. Phys.*, 13, 161
- Koo, B.-C., & McKee, C.F. 1992, *ApJ*, 388, 103

- Korpi, M. J., Brandenburg, A., Shukurov, A., & Tuominen, I. 1999, *A&A*, 350, 230
- Li, G., Zank, G. P., & Rice, W. K. M. 2003, *Journal of Geophys. Research A*, 108, 10
- Lucek, S. G., & Bell, A. R. 2000, *MNRAS*, 314, 65
- Mac Low, M.-M., & McCray, R. 1988, *ApJ*, 324, 776
- Malkov, M. A., & Völk, H. J. 1995, *A&A*, 300, 605
- Malkov, M. A., & Völk, H. J. 1998, *Adv. in Space Res.*, 21, 551
- Malkov, M. A., & Drury, L. O'C. 2001, *Reports of Progress in Physics*, 64, 429
- McKee, C. F., & Truelove, J. K. 1995, *Phys. Rep.*, 256, 157
- Mel'nik, A.M., & Efremov, Y.N. 1995, *Astron. Lett.*, 21, 10
- Meyer, J.P., Drury L.O'C., & Ellison, D.C. 1997, *ApJ*, 487, 182
- Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., Schaerer, D., & Charbonnel, C. 1994, *A&AS*, 103, 97
- Nicolaidis, A., & Kazanas, D. 2002, *APS Meeting*.
- Parizot, E. 2001, *Space Sci. Rev.*, 99, 61
- Pelletier, G. 1999, *A&A*, 350, 705
- Pietrzyński, G., Gieren, W., Fouqué, P., & Pont, F. 2001, *A&A*, 371, 497
- Pittard, J. M. 1998, *MNRAS*, 300, 479
- Poludnenko, A. Y., Frank, A., & Blackman, E. G. 2002, *ApJ*, 576, 832
- Ptuskin, V. 2001, *Space Sci. Rev.*, 99, 281.
- Ptuskin, V. S., & Zirakashvili, V. N. 2003, *A&A*, 403, 1
- Rachen, J.P., & Biermann, P.L. 1993, *A&A*, 272, 161
- Rickett B.J. 1990, *ARA&A*, 28, 561
- Reynolds S.P. 1998, *ApJ*, 493, 357
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269
- Silich S., & Franco J. 1999, *ApJ*, 522, 863
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V., & Reimer, O., *ApJ*, 537, 763. Erratum *ApJ*, 541, 1109.
- Shull, J.M., & Shaken, J.M. 1995, *ApJ*, 444, 663
- Tomisaka, K. 1990, *ApJ*, 361, L5
- Townsley, L. K., Feigelson, E. D., Montmerle, T., *et al.* 2003, *ApJ*, 593, 874
- Truelove, J. K., & McKee, C. F. 1999, *ApJS*, 120, 299
- Vietri, M. 1995, *ApJ*, 453, 883
- Völk, H. J., Berezhko, E. G., & Ksenofontov, L. T. 2003, *A&A*, 409, 563
- Walborn, N. R., Drissen, L., Parker, J. W., *et al.* 1999, *AJ*, 118, 1684
- Walder, R., & Folini, D. 2000, *ApSS*, 274, 343
- Waxman, E. 1995, *Phys Rev Lett*, 75, 386
- Weaver, R., *et al* 1977, *ApJ*, 220, 742
- White, R. L. 1985, *ApJ*, 289, 698
- Woltjer, L. 1972, *ARA&A*, 10, 129

## Chapitre 9

# Sur la viabilité des modèles holistiques

### 9.1 Oublier tout...

Nous avons consacré cette deuxième partie à des aspects plus particulièrement phénoménologiques de l'étude du rayonnement cosmique, rappelant d'abord dans ses grandes lignes « l'hypothèse SNR » pour l'origine de la composante galactique de basse énergie, puis recensant une dizaine de problèmes persistants qui, considérés dans leur ensemble, jettent un doute sérieux sur sa validité, et devraient même, à moins de révisions multiples et conséquentes, la disqualifier.

À titre d'exemple, nous avons ainsi considéré avec un certain détail la question capitale de l'énergie maximale des rayons cosmiques accélérés au sein des restes de supernova isolés. Tirant parti de récentes observations dans le domaine de l'astronomie X, nous avons établi des contraintes précises sur les deux paramètres physiques principaux déterminant la valeur de cette énergie maximale : le champ magnétique et le coefficient de diffusion. Tout en validant l'idée d'une amplification très significative des champs magnétiques au voisinage des chocs de supernova, cette étude conduit également à confirmer l'impossibilité, même pour ces restes jeunes *a priori* les plus favorables, d'accélérer des particules jusqu'à l'énergie-repère du genou.

Élargissant la perspective, nous avons ensuite considéré le problème de la nucléosynthèse des éléments légers, en indiquant le lien étroit qu'il présentait avec la problématique du rayonnement cosmique. Cette étude nous a permis de montrer encore un autre aspect sous lequel l'hypothèse SNR se trouve prise en défaut, et de découvrir en les superbules les candidats sans doute les plus naturels pour abriter les sources principales du rayonnement cosmique. Nous avons indiqué divers aspects de leur phénoménologie qui rendent une telle hypothèse particulièrement crédible, puis nous avons montré, dans un autre chapitre, pourquoi il y avait tout lieu de penser que ces structures étaient le siège de processus d'accélération collectifs, irréductibles au mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc invoqué dans le cadre de l'hypothèse SNR. Nous verrons encore au chapitre 11 comment les superbules et les particules qui y sont accélérées se relient également à l'astronomie X et gamma, mais nous voulons terminer cette partie en poussant plus loin encore la perspective phénoménologique, sans nous référer à aucun modèle de source particulier.

Dans les chapitres précédents, nous avons fait usage des données théoriques et ob-



servationnelles de l'astrophysique générale pour tenter de contraindre divers aspects de la phénoménologie du rayonnement cosmique. Nous avons vu que la démarche était fructueuse, et que du fait même de l'importance des rayons cosmiques dans l'écologie galactique générale, de nombreux domaines de l'astrophysique étaient en mesure de nous révéler des aspects tantôt complémentaires, tantôt identiques de nos particules énergétiques, et de renforcer ainsi l'impression de grande cohérence que nous laisse l'étude de ce phénomène.

Mais ce que nous voulons faire maintenant, c'est exactement le contraire. Nous allons tenter d'oublier tout ce que nous savons de l'astrophysique (ou presque), de laisser de côté autant que faire se peut toutes nos opinions et donc aussi tous nos préjugés sur ce que devraient être, ou pourraient être les sources du rayonnement cosmique, et de partir simplement du spectre d'énergie qui s'était présenté à nous dès le chapitre 1 (cf. figure 1.1), sous la forme de cette loi de puissance quasi parfaite couvrant, nous nous en sommes émerveillés, douze ordres de grandeur en énergie et trente deux ordres de grandeur en flux.

## 9.2 Une seule source pour tous les rayons cosmiques

Devant une telle régularité et une telle cohérence, nous souhaitons ici prendre au sérieux, l'espace d'un chapitre, l'idée que le rayonnement cosmique pourrait avoir une unité plus essentielle encore que nous ne l'avons considéré jusqu'à maintenant, et nous poser la question finalement toute simple de la viabilité d'un « modèle holistique ». Ce que nous entendons par là, c'est un modèle de sources pour le rayonnement cosmique qui, par un mécanisme qui lui est propre et dont nous ne voulons pas même ici en imaginer les contours, serait capable d'accélérer des particules en une loi de puissance parfaite et continue qui s'étendrait sur l'ensemble du spectre observé, des énergies supra-thermiques du milieu interstellaire aux confins du spectre des rayons cosmiques extragalactiques, au-delà de la coupure GZK.

Nous avons eu l'occasion d'insister sur le fait que le découpage du spectre en domaines d'énergie distincts était pour l'essentiel arbitraire, ou lié à des aspects expérimentaux et/ou historiques. La seule distinction que nous soyons contraints de faire, sur des bases purement phénoménologiques, est celle qui sépare une composante galactique et une composante extragalactique. Tout simplement parce que, comme nous l'avons rappelé, nous savons avec certitude que les rayons cosmiques de basse énergie sont d'origine galactique, et que ceux que nous observons avec les énergies les plus hautes ne peuvent pas être confinés dans la galaxie, et doivent donc provenir d'ailleurs.<sup>1</sup> Mais ce que nous voulons étudier ici, c'est justement la possibilité que ces deux composantes n'en forment en réalité qu'une seule, c'est-à-dire que les rayons cosmiques extragalactiques que nous observons à haute énergie soient simplement constitués des particules provenant des sources mêmes qui injectent les rayons cosmiques de basse énergie que nous voyons confinés dans notre galaxie.

Bien entendu, nous n'avons pas d'exemple à proposer pour de telles sources universelles (encore qu'il y aurait beaucoup à dire sur l'intérêt des sursauts gamma dans cette perspective...!), mais ce n'est pas là le propos. En cette approche purement phénoménologique, nous nous posons simplement la question suivante : l'éventualité d'un modèle holistique, au regard du spectre des rayons cosmiques, est-elle ou non viable ?

Ce qui justifie que nous abordions ici cette question, c'est que non seulement la réponse est positive, mais que cette viabilité apparaît en fait conditionnée à la valeur

<sup>1</sup>voir tout de même les remarques de principe que nous avons faites au § 1.3.5...

d'un seul paramètre, la pente logarithmique du spectre source,  $E^{-\alpha}$ , et que la pente qui rend l'ensemble du modèle défendable est justement celle qui nous est suggérée à la fois – et indépendamment! – par la phénoménologie du rayonnement cosmique de basse énergie et par celle de la composante extragalactique, à savoir  $\alpha \simeq 2.3$ . Voyons donc comment se met en place la contrainte (cf. aussi Parizot, 2004, 5th Rencontres du Vietnam, "New Views on the Universe", [astro-ph/0501274](#); Aublin & Parizot, 2005, XXIX<sup>e</sup> ICRC)

### 9.3 Hypothèses générales

Notre but est donc d'étudier la possibilité que *tous* les rayons cosmiques aient un seul type de sources, unique et universel, couvrant la totalité de leur spectre d'énergie. Puisque le rayonnement cosmique de basse énergie est à coup sûr d'origine galactique, nous supposons simplement que ces sources universelles se trouvent dans les galaxies, et qu'elles y injectent des rayons cosmiques suivant un simple spectre en loi de puissance,  $E^{-\alpha}$ , dont la pente est laissée entièrement libre. La puissance de ces sources et leur nombre n'ont aucune importance, pourvu que l'une et l'autre s'accordent pour produire les flux observés. De même leur distribution spatiale au sein des galaxies est totalement indifférente. Il pourrait y avoir une seule source géante ou au contraire un grand nombre de sources de faible puissance, réparties dans un vaste volume ou concentrées vers le centre galactique : cela n'intervient aucunement dans le modèle. De même, que les sources soient instantanées, intermittentes ou continues, pourvu que leur échelle de temps caractéristique soit petite devant le temps de confinement des rayons cosmiques dans la galaxie, cela n'a pas la moindre incidence sur notre étude phénoménologique. En d'autres termes, nous supposons simplement que le spectre que nous voyons sur Terre en ce moment n'est pas significativement différent de celui qu'on observerait ailleurs dans le disque galactique, à un autre moment.

La seule donnée que nous spécifierons pour ces sources, c'est donc qu'elles produisent des rayons cosmiques dans notre galaxie avec un taux d'injection moyen, exprimé en  $\text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}$  :

$$q(E) = q_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha}, \quad (9.1)$$

où  $q_0$  est un facteur de normalisation relié à la puissance globale des sources, sans importance ici.

Nous savons également que notre galaxie confine partiellement les rayons cosmiques de basse énergie, et qu'elle laisse échapper les plus énergétiques : c'est une simple conséquence de l'évolution des rayons de Larmor avec l'énergie et de la valeur des champs magnétiques galactiques. Nous définissons donc le temps de confinement,  $\tau_{\text{conf}}(E)$ , des rayons cosmiques dans la galaxie, dont nous n'avons d'ailleurs nullement besoin de préciser la dépendance en  $E$ .

Ce que nous voulons savoir, c'est donc la chose suivante : à quelle condition le flux des particules partiellement confinées dans la galaxie et le flux de la composante extragalactique prédits par ce modèle sont-ils en accord avec ce qu'on observe effectivement ?

## 9.4 Normalisation relative des composantes galactique et extragalactique

Nous choisissons  $E_0 = 1$  GeV comme valeur de référence pour les rayons cosmiques galactiques (RCG), tout simplement parce que c'est une énergie où la phénoménologie traditionnelle du rayonnement cosmique, étudiant les effets de propagation, est la mieux connue et contrainte par les mesures de composition. Pour la composante extragalactique (RCEG), nous choisissons l'énergie de référence  $E_1 = 10^{10}$  GeV parce qu'elle est suffisamment élevée pour que les rayons cosmiques de cette énergie ne soient effectivement plus confinés par la galaxie, et pour que leur rayon de diffusion effectif (depuis le début de l'existence des sources dans l'univers) soit plus grand que la distance typique entre les galaxies. Ceci assure que leur densité soit essentiellement uniforme dans l'univers. Dans le même temps, cette énergie est suffisamment basse pour que les effets de propagation liés à l'interaction des particules avec les champs de radiation ambiants soient pratiquement négligeables.

À basse énergie (et en régime stationnaire), la densité locale des RCG est simplement donnée par le nombre total de rayons cosmiques injectés pendant le temps de confinement, divisé par le volume de confinement dans la galaxie,  $V_{\text{conf}}$  :

$$n_G(E) = q_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \times \frac{\tau_{\text{conf}}(E)}{V_{\text{conf}}(E)} \quad (9.2)$$

À haute énergie, de nombreuses sources extragalactiques contribuent à la densité locale des RCEGs. En supposant que ceux-ci se sont accumulés uniformément à travers l'univers depuis le déclenchement de l'activité des galaxies à haute énergie, la densité des RCEGs s'obtient comme le nombre de rayons cosmiques injectés par une galaxie typique divisé par son volume effectif,  $V_{\text{eff}}$ , c'est-à-dire le volume propre qu'elle occupe dans l'univers, sans recouvrement avec d'autres galaxies. Si toutes les galaxies sont semblables, ceci est simplement donné par

$$V_{\text{eff}} = \frac{1}{n_{\text{gal}}}, \quad (9.3)$$

où  $n_{\text{gal}}$  est la densité de galaxies dans l'univers d'*aujourd'hui*. En pratique, bien sûr, les galaxies sont de types différents, et on peut s'attendre à ce qu'elles injectent les rayons cosmiques proportionnellement à leur luminosité. Il faut alors normaliser leur volume effectif en conséquence. Ici, nous prenons la Voie Lactée comme référence et utilisons donc la densité de galaxies « de type Voie-Lactée » dans l'univers :  $n_{\text{gal}} \simeq 3 \cdot 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$  (e.g. Norberg et al., 2002).

Il faut encore noter que les rayons cosmiques injectés à un redshift  $z$  et à l'énergie  $E_{\text{in}}$  sont maintenant observés à l'énergie  $E = E_{\text{in}}/(1+z)$ . On obtient donc, en intégrant à rebours sur le temps pendant toute la durée d'activité de l'univers :

$$n_{\text{EG}}(E) = \int_0^T q(E_{\text{in}}, t) \frac{dE_{\text{in}}}{dE} dt \times n_{\text{gal}} = \int_0^\infty q(E_{\text{in}}, z) \frac{dE_{\text{in}}}{dE} \frac{dt}{dz} dz \times n_{\text{gal}}, \quad (9.4)$$

où nous avons permis que le taux d'injection des rayons cosmiques dépende du temps (i.e. du redshift).

En supposant ce taux d'injection proportionnel au taux de formation d'étoile (mais l'hypothèse n'est pas cruciale), nous prenons (e.g. Perez-Gonzales, 2005 et refs. associées ;

Dar & de Rujula, 2005) :

$$q(E, z) = q(E, 0)f(z), \quad \text{avec} \quad \begin{cases} f(z) \simeq (1+z)^4 & \text{si } 0 \leq z \leq 1.3 \\ f(z) = f(1.3) & \text{si } 1.3 < z \leq 5 \end{cases} \quad (9.5)$$

En remplaçant le taux d'injection actuel,  $q(E, 0)$ , à partir de l'équation (9.1), et en utilisant la relation cosmologique habituelle :

$$\frac{dz}{dt} = H_0(1+z)[\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}, \quad (9.6)$$

on obtient :

$$n_{\text{EG}}(E) = \frac{q_0 n_{\text{gal}}}{H_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \times I_{\text{cosmo}}, \quad (9.7)$$

où l'intégrale sans dimension qui prend en compte l'évolution cosmologique peut être approximée par

$$I_{\text{cosmo}} = \int_0^{z_{\text{max}}} f(z) \frac{(1+z)^{-\alpha}}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz \simeq 25 e^{-0.8x}, \quad (9.8)$$

avec une erreur inférieure à 3% dans le domaine de pentes logarithmiques qui nous intéresse (NB : nous avons utilisé  $\Omega_M = 0.27$  et  $\Omega_\Lambda = 0.73$ ).

C'est tout ce qu'il nous faut pour dériver maintenant la valeur de  $\alpha$  pour laquelle les modèles holistiques pour l'origine des rayons cosmiques peuvent être considérés comme possibles. Il suffit d'identifier la valeur prédite du rapport  $n_G(E_0)/n_{\text{EG}}(E_1)$ , à partir des expressions (9.2) et (9.7), à la valeur effectivement mesurée. On obtient :

$$\alpha = \ln \left[ 25 n_{\text{gal}} \frac{V_{\text{conf}}(E_0)}{H_0 \tau_{\text{conf}}(E_0)} \frac{n_G(E_0)}{n_{\text{EG}}(E_1)} \right] / \ln \left[ \frac{E_1}{E_0} \times e^{0.8} \right]. \quad (9.9)$$

Comme on peut le voir, la pente logarithmique du spectre d'injection n'est donnée ici qu'en fonction de paramètres qui peuvent être mesurés ou déduits directement des données astrophysiques. Outre les valeurs numériques déjà mentionnées, nous pouvons utiliser  $H_0 \simeq 65 \text{ km Mpc}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , un temps de confinement à 1 GeV égal à  $\tau_{\text{conf}}(E_0) \simeq 24 \text{ Myr}$  (Connel, 1998) et un volume de confinement estimé d'après les modèles de propagation les plus récents, qui favorisent des hauteurs de halo de l'ordre de 5 kpc, au-dessus et au-dessous du plan galactique (cf. § 2.1.4) :

$$V_{\text{conf}} \simeq \pi \times (15 \text{ kpc})^2 \times 10 \text{ kpc} \simeq 7 \cdot 10^{-6} \text{ Mpc}^3. \quad (9.10)$$

En ce qui concerne les flux de rayons cosmiques mesurés, nous prenons à 1 GeV le flux différentiel déconvolué de la modulation solaire (Webber, 1998) :

$$\Phi_{\text{CR}}(1 \text{ GeV}) \simeq 0.5 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}, \quad (9.11)$$

et à  $10^{10} \text{ GeV}$ , une moyenne des valeurs obtenues par les expériences HiRes et AGASA :

$$\Phi_{\text{CR}}(10^{10} \text{ GeV}) \simeq 2 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}. \quad (9.12)$$

Ainsi, nous avons  $n_G(E_0)/n_{\text{EG}}(E_1) \simeq 2.5 \cdot 10^{27}$ , et en reportant toutes ces valeurs dans l'équation (9.9), nous obtenons la simple contrainte suivante :

$$\alpha \simeq 2.31 \pm 0.07, \quad (9.13)$$

où l'incertitude indiquée tient compte d'une possible erreur jusqu'à un facteur 5 de la grandeur  $I_{\text{cosmo}} \times (n_{\text{gal}} V_{\text{conf}} / \tau_{\text{conf}})$  – tous les autres paramètres étant connus avec une bien meilleure précision.

## 9.5 Un résultat saisissant !

Le résultat donné par l'équation (9.13) se lit de la façon suivante : les modèles holistiques pour l'origine du rayonnement cosmique – pour lesquels tous les rayons cosmiques, à toutes les énergies, sont produits au sein des mêmes sources avec un spectre formant une loi de puissance unique – sont en effet possibles, à la seule condition que leur indice spectral logarithmique ait une valeur bien précise, déterminée de manière univoque à partir de grandeurs mesurées :  $\alpha \simeq 2.3$ . Si l'incertitude sur cette valeur est faible, c'est en raison du « bras de levier » énorme dont nous disposons entre le flux des rayons cosmiques de basse énergie et celui des rayons cosmiques extragalactiques. Pour le dire un peu crûment, pour tomber sur le bon flux à  $10^{19}$  eV en partant du flux mesuré à 1 GeV, il faut viser sacrément juste ! Une petite variation de la pente du spectre résulterait immédiatement en un écart très important dix ordres de grandeur plus loin. Cette valeur de  $2.31 \pm 0.07$  n'est donc pas la conséquence fortuite d'un ajustement particulier des paramètres, et c'est ce qui rend ce résultat tout à fait exceptionnel à nos yeux. Car non seulement nous avons pu trouver une valeur de  $\alpha$  qui rend effectivement viables les modèles holistiques, mais la solution obtenue est particulièrement intéressante tant du point de vue phénoménologique que du point de vue théorique.

Comme nous l'avons rappelé, notamment au chapitre 5, cette valeur de 2.3 est précisément ce qu'on déduit de l'étude fine des rapports d'abondance du rayonnement cosmique de basse énergie, qui est bien sûr totalement indépendante du calcul que nous avons mené ici. Mais ce n'est pas tout. On prétend généralement que le meilleur ajustement des flux propagés aux données sur le rayonnement cosmique extragalactique requièrent un spectre source en  $E^{-2.6}$  ou  $E^{-2.7}$ . Mais comme nous l'avons montré en détail au chapitre 3, cela n'est vrai que si l'on néglige totalement les noyaux plus lourds que l'hydrogène au sein des sources de RCUEs. Or une telle hypothèse n'est pas légitime *a priori*, comme nous l'avons expliqué, et elle est même formellement exclue dans le cadre d'un modèle holistique, puisque précisément la composante de haute énergie est par définition la même que celle de basse énergie. Or ce que montrent nos résultats – et cela devient plus remarquable encore dans le contexte de la présente étude – c'est que lorsqu'on fait l'hypothèse (*a priori* raisonnable, et ici exigée !) que la composition source des RCEGs est identique à celle des RCG, le spectre source extragalactique qui s'accorde le mieux avec les données expérimentales – et qui le fait d'ailleurs fort bien – n'est plus une pente logarithmique de 2.6 ou 2.7, mais... de 2.3 ! (Cf. Chap. 3.)

Il est déjà remarquable que les deux estimations totalement indépendantes que nous avons faite de l'indice spectral à haute et à basse énergie soient aussi concordantes, mais il est véritablement troublant que cette valeur soit précisément celle qui rend possible les modèles holistiques, et qu'inversement ce soit précisément l'idée d'un rapprochement *quant à la composition* des deux composantes galactique et extragalactique qui conduise, par l'introduction des noyaux dans les sources à haute énergie, à rendre ces deux composantes identiques *quant au spectre*.

Il se dégage de ces réflexions une cohérence tout à fait inattendue de la problématique du rayonnement cosmique sur toute l'étendue de son spectre. Mais il faut encore ajouter que cette valeur critique de l'indice spectral logarithmique est loin d'être anodine. C'est précisément la valeur obtenue par toutes les études analytiques et numériques de l'accélération des particules dans des ondes de choc relativistes. Or un tel mécanisme d'accélération est l'un de ceux, et en fait *celui là-même* qui est le plus largement étudié et le plus fréquemment cité pour résoudre le mystère des rayons cosmiques de très haute énergie !

## 9.6 Perspectives phénoménologiques

À la vérité, nous ne savons pas encore tout ce qu'il faut penser de ce résultat. L'idée d'une source universelle pour tous les rayons cosmiques paraîtra sans doute étrange, voire incongrue, à la plupart des spécialistes du rayonnement cosmique, chacun dans son domaine d'énergie privilégié. Mais le résultat que nous venons d'énoncer est là. Le calcul qui nous y a mené est, on en conviendra, d'une extrême simplicité. Mais, dans doute pour cette raison même, il est pour ainsi dire incontournable. Le fait est que si une source produisant un spectre en loi de puissance d'indice  $\alpha = 2.31 \pm 0.07$  était identifiée, elle pourrait rendre compte de l'ensemble des rayons cosmiques, sans remettre en cause aucun des nombreux résultats obtenus relatifs à la phénoménologie de basse et de haute énergie. Au contraire, elle leur donnerait une cohérence maximale, et résoudrait un certain nombre de problèmes persistants, comme celui de l'énergie maximale atteinte dans les sources galactiques individuelles, supposées généralement identifiables aux restes de supernova.

Nous avons déjà insisté sur les problèmes que poserait le raccordement de deux composantes de rayons cosmiques distinctes au niveau du genou. Mais il n'est pas inutile d'ajouter ici qu'un raccordement au niveau de la cheville, s'il ne pose aucun problème de principe en ce qui concerne la forme du spectre, soulève en toute rigueur une question très délicate, qui semble n'avoir été que peu ou pas envisagée. D'un côté on invoque le passage à une composante extragalactique en se référant à la perte de confinement des rayons cosmiques de haute énergie dans la galaxie. D'un autre, on décrit la transition de la cheville comme le passage naturel d'une composante plus pentue à une composante moins pentue, dont il faut bien en effet qu'elle finisse par dominer. Mais comment se fait-il que cette composante extragalactique – dont la normalisation n'a en principe rien à voir avec les rayons cosmiques de basse énergie – se mette à dominer justement à cette énergie où les rayons cosmiques galactiques ne parviennent plus à être confinés? N'y a-t-il pas là une coïncidence troublante? Les coïncidences, certes, se produisent parfois spontanément, et il faudrait certainement se garder de tirer une conclusion trop nette de celle que nous relevons ici. Mais ce que nous voulons indiquer en tout cas, c'est que le fait que la transition galactique/extragalactique ait lieu dans le domaine d'énergie où se produit la perte de confinement trouve dans le cadre d'un modèle holistique une explication toute naturelle : ces deux composantes n'en sont en réalité qu'une seule, et c'est justement le confinement au dessous de la cheville qui en augmente les flux jusqu'aux valeurs observées à basse énergie.

À ce propos, nous voulons encore indiquer qu'une étude précise des anisotropies dans la région de la cheville, c'est-à-dire à cette transition galactique/extragalactique, devrait nous fournir des indications précieuses sur la façon dont se produit la perte de confinement, et le poids respectif des deux composantes (qu'elles aient ou non la même source). Car d'où qu'elle vienne, il faut s'attendre à ce que la composante extragalactique soit essentiellement isotrope vers  $1\text{--}3 \cdot 10^{18}$  eV, tandis que la composante galactique devrait ne plus l'être du tout. En observant la variation de l'anisotropie des rayons cosmiques dans cette région cruciale, on devrait donc pouvoir suivre en détail le déroulement de cette transition, qui fournirait alors des informations d'une très grande valeur pour la phénoménologie générale du rayonnement cosmique. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle nous proposons avec insistance aux membres de la Collaboration Pierre Auger d'étendre au maximum les performances de cet observatoire vers les plus basses énergies. Comme nous le verrons dans la dernière partie, ceci est tout à fait possible du point de vue technique, et les travaux que nous menons dans le cadre de cette collaboration se concentrent justement sur le calcul de l'acceptance du détecteur à basse

énergie (c'est-à-dire ici  $\sim 10^{18}$  eV), pour lequel nous avons proposé une technique originale, que nous évoquerons au chapitre 14. Signalons enfin que c'est aussi notre intérêt pour les problèmes d'anisotropie qui nous ont conduit à proposer une méthode nouvelle pour détecter une anisotropie dipolaire ou quadripolaire dans la distribution des rayons cosmiques. Cette méthode, plus performante que la méthode utilisée traditionnellement, basée sur l'analyse de Rayleigh (première harmonique en ascension droite), s'applique en réalité à la distribution angulaire d'événements de type quelconque, et nous la présenterons au chapitre 16.

Mais pour revenir aux modèles holistiques, nous voulons encore indiquer ceci. Dans ce chapitre, nous nous sommes demandés si un prolongement de la composante de rayons cosmiques connue à basse énergie ne pouvait pas en fait s'étendre jusqu'aux énergies extrêmes, et rendre compte de manière unifiée de l'ensemble du spectre. Le calcul a montré que rien n'empêchait en effet qu'il en soit ainsi, et que s'il devait en être ainsi, ce serait alors nécessairement avec un spectre source qui a la particularité d'être justement celui que suggèrent toutes les études, à haute comme à basse énergie, relatives à la propagation<sup>2</sup> mais aussi à l'accélération des particules. Mais on peut aussi partir de la composante extragalactique, et se demander pourquoi, lorsqu'on discute des sources de rayons cosmiques ultra-énergétiques, on ne se préoccupe jamais de leur contrepartie à basse énergie. Pourquoi les sources de RCUEs devraient-elles s'arrêter au-dessous d'une certaine énergie ?

Au fond, ce que nous avons montré dans ce chapitre peut être lu d'une manière différente en renversant simplement l'argument. Ce que dit finalement le résultat ci-dessus, c'est que la composante extragalactique a très précisément un flux tel que la contrepartie de son spectre à basse énergie (sujette au confinement par les champs magnétiques galactiques) fournit au sein des différentes galaxies un flux de rayons cosmiques exactement égal à celui que nous détectons ! En d'autres termes, nous n'avons pas besoin d'autres sources que celles qui accélèrent les rayons cosmiques ultra-énergétiques pour expliquer l'ensemble du spectre. Nous ne savons certes pas quelles sont ces sources, mais nous ne pouvons douter qu'elles existent ! Et ce que dit notre étude, c'est que lorsque nous les aurons trouvées, il ne sera plus nécessaire, en principe, d'en chercher d'autres, à quelque énergie que ce soit, puisqu'elle pourront rendre compte du phénomène « rayonnement cosmique » dans son ensemble. Du moins, bien sûr, si l'indice du spectre source est voisin de 2.3 – mais c'est justement ce qui semble devoir être le cas de toutes façons.

Dès lors, la recherche de ces sources ultra-énergétiques présente peut-être un intérêt beaucoup plus grand qu'on ne l'avait soupçonné jusqu'alors. Si on les trouve, il n'y aura peut-être plus grand sens à s'inquiéter de la limite supérieure de l'énergie des particules dans les restes de supernova. L'hypothèse SNR serait balayée, de même que l'hypothèse superbulle. Mais inversement, si les sources de RCUEs sont finalement aussi les sources des RCG, cela veut dire qu'on peut utiliser toutes les contraintes issues de la phénoménologie extrêmement riche du rayonnement cosmique de basse énergie (que nous avons illustrée par divers exemples dans les chapitres précédents) pour contraindre les sources de RCUEs ! Que l'étude du rapport isotopique de l'élément néon dans le rayonnement cosmique observé à 200 MeV/n puisse poser une contrainte sur les sources d'accélération des rayons cosmiques de  $3 \cdot 10^{20}$  eV, cela étonnera probablement ceux qui pensaient traiter, avec les rayons cosmiques ultra-énergétiques, d'un problème spécifique

<sup>2</sup>Remarquons encore que l'indice du spectre source impliqué par les modèles holistiques a la conséquence immédiate, pour expliquer la pente du spectre observé, en  $E^{-2.71}$ , d'exiger un temps de confinement  $\tau_{\text{conf}}(E) \propto E^{\delta}$ , avec  $0.33 \lesssim \delta \lesssim 0.47$ , qui est justement l'intervalle favorisé par la théorie de la diffusion des rayons cosmiques (cf. Chap. 4).

de physique fondamentale essentiellement indépendant de l'astrophysique. Mais tous ceux qui ont déjà pu se convaincre de la valeur inestimable d'une approche globale et pluridisciplinaire du rayonnement cosmique n'y verront qu'une preuve supplémentaire de l'extraordinaire interdépendance des phénomènes astrophysiques et de l'omniprésence des particules énergétiques.

Mais répétons-le pour finir : bien que naturellement enclins à célébrer l'unité foncière du phénomène rayons cosmiques, ce n'est pas sans une certaine perplexité que nous considérons le résultat présenté dans ce chapitre. Cette valeur critique de 2.3 pourrait n'être après tout qu'une troublante coïncidence, et même si nous pensons qu'il pourrait y avoir là quelque chose de vraiment significatif, il reste à déterminer quoi. Aussi laisserons-nous au lecteur le soin de méditer ce résultat comme bon lui semblera.

Quelle forme effective pourrait bien prendre un modèle holistique ? Se pourrait-il qu'un mécanisme aussi général, aussi universel, ou une propriété aussi fondamentale de notre univers nous ait tout simplement échappé ? C'est sur cette question difficile et quelque peu vertigineuse, nous en convenons, que nous refermons cette seconde partie consacrée à la phénoménologie du rayonnement cosmique...





Troisième partie

Rayonnement du cosmos



Les parties I et II nous ont permis de parcourir rapidement les principaux aspects de la phénoménologie du rayonnement cosmique, dans ses différents domaines d'énergie et ses trois dimensions spectrales. Au fil des chapitres, en convoquant divers aspects parfois inattendus de l'astrophysique générale, nous avons vu se dégager une unité saisissante derrière ce phénomène encore inexpliqué, mais qui se révèle entretenir une relation riche et complexe avec de nombreuses problématiques de la physique du cosmos, au sein desquelles il occupe souvent une position centrale.

Afin de mieux cerner les conditions de l'accélération et de la propagation dans les milieux interstellaire et intergalactique, et donc de mieux comprendre l'origine de ces particules, nous avons analysé la phénoménologie qui s'y rapporte en recherchant notamment des *contraintes internes*, explorant les liens apparents ou cachés qui peuvent associer différents domaines d'énergie ou relier des structures spectrales à des structures dans la composition et/ou la distribution angulaire des rayons cosmiques. Un exemple significatif en a été, par exemple, au chapitre 3, l'influence de la prise en compte des noyaux ultra-énergétiques sur la forme et la signification même de la cheville, en tant que domaine de transition ou non entre les composantes galactique et extragalactique. Le lien possible entre le genou et les restes de supernova isolés en est également une illustration, de même que l'interdépendance des propriétés angulaires et spectrales des sources individuelles à très haute énergie, comme nous l'avons évoqué au chapitre 4. L'étude phénoménologique des modèles holistiques menée au chapitre 9 a encore enrichi la perspective et confirmé l'intérêt qu'il pouvait y avoir à considérer le rayonnement cosmique en lui-même et à en interroger la cohérence interne.

Dans cette troisième partie, nous nous tournerons davantage vers les *contraintes externes* qui peuvent s'appliquer au rayonnement cosmique, ou plus généralement aux sources de particules énergétiques. Nous en avons déjà vues quelques unes, notamment au chapitre 7 avec la nucléosynthèse des éléments légers, associée aux rayons cosmiques, dont les détails nous ont renseignés utilement sur leur composition passée et leur lieu d'accélération probable. Mais nous porterons ici notre attention sur les phénomènes de rayonnement associés aux particules énergétiques, qui relient de manière décisive toute la problématique que nous avons déjà longuement discuté à ce vaste domaine de recherche, en pleine effervescence, que constitue ce qu'il n'y a désormais plus lieu de diviser en astronomie radio, X ou gamma, mais plutôt de rassembler sous un vocable unique qui pourrait être « l'astronomie non-thermique », associée bien évidemment à toute l'astrophysique des hautes énergies.

Le point de départ de ces considérations pourrait s'énoncer simplement en remarquant que, compte tenu de leur énergétique contraignante qui met à contribution les principales ressources de notre galaxie, les rayons cosmiques ne sauraient passer entièrement inaperçus : ils laissent des traces ! De même qu'il était inévitable que ces rayons cosmiques subissent des réactions de spallation et produisent ainsi un très grand nombre de noyaux légers (en fait, tous !), de même il leur est impossible de se propager dans le milieu interstellaire ou la matière ambiante sans produire des rayonnements divers, allant du rayonnement synchrotron à l'émission Compton inverse, en passant par le rayonnement Bremsstrahlung, les raies de désexcitation nucléaires ou l'émission gamma de pions neutres induits notamment par les collisions proton/proton. Essentiellement, et presque par définition, toute l'astronomie non-thermique est associée à des particules énergétiques accélérées en des sites très divers dont les propriétés mobilisent bien sûr d'importants efforts de recherche, tant théoriques qu'observationnels.

Il va sans dire que la question des rayonnements non-thermiques déborde très largement le cadre du rayonnement cosmique proprement dit, et il faut se garder d'identifier

toute particule énergétique à un rayon cosmique, c'est-à-dire une de ces particules emplissant à peu près uniformément la galaxie (et même l'univers, à plus haute énergie), que nous détectons sur Terre en un flux à peu près continu. Nous ne voudrions certes pas « récupérer » toute l'astronomie non-thermique sous la bannière du rayonnement cosmique, comme on récupère un mouvement étudiant ou un malaise partagé par une communauté de chercheurs sous la bannière d'un syndicat ou d'un parti politique... C'est même justement contre une telle identification que nous avons mis en garde avec insistance s'agissant des restes de supernova ! Non, il ne suffit pas d'accélérer des particules, même efficacement, même à haute énergie, pour être une source de rayons cosmiques, et de nombreux aspects des problématiques de l'astronomie non-thermique et du rayonnement cosmique sont totalement disjoints. Mais il n'en reste pas moins que l'étude de l'émission des particules énergétiques, partout où elles peuvent se trouver et s'observer, offre un moyen utile de contraindre les mécanismes d'accélération, et donc, d'une manière ou d'une autre, d'enrichir notre connaissance des conditions physiques et astrophysiques associées à l'origine des rayons cosmiques.

Mais l'astronomie non-thermique n'a certes nul besoin de la problématique du rayonnement cosmique pour justifier son importance et sa valeur. Nous voulons simplement faire valoir le lien direct qui s'établit de fait entre le « rayonnement cosmique » et le « rayonnement du cosmos », sous ses divers aspects, et replacer ainsi différentes parties de nos travaux dans une perspective commune et plus générale. Nous abandonnerons donc provisoirement dans cette partie la question spécifique de l'origine du rayonnement cosmique, pour nous concentrer sur les aspects de l'astronomie gamma auxquels nous avons le plus contribué. Des liens importants existent néanmoins avec certains résultats établis dans les parties I et II et avec notre approche particulière du rayonnement cosmique de basse comme de haute énergie – notamment *via* les superbules ou les sursauts gamma – mais nous ne les mentionnerons ici qu'en passant.

Au chapitre 10, nous décrirons une méthode générale que nous avons développée pour calculer l'émission de raies gamma-nucléaires induites par des particules énergétiques dans des environnements et dans des conditions très générales. En intégrant *une fois pour toute* tous les effets de propagation (pertes d'énergie, destruction des noyaux...) directement dans des « sections efficaces effectives », cette approche permet de simplifier considérablement l'analyse de ce type de phénomènes et, espérons-le, des données de l'astronomie gamma qui finira bien par détecter ces raies de désexcitation pour lesquelles nous prédisons des flux tout proches (mais hélas ! un peu en dessous) des limites actuelles de détection.

C'est justement à la prédiction de ces flux que nous consacrons le chapitre 11, en étudiant notamment les conséquences du « modèle superbule » pour l'astronomie gamma. Deux applications distinctes seront présentées, concernant la superbule d'Orion-Éridan et celle de Persée OB2, qui nous donnera d'ailleurs l'occasion d'exploiter le lien profond qui relie l'astronomie gamma à la nucléosynthèse des éléments légers.

Au chapitre 12, nous proposerons un modèle susceptible de rendre compte de l'émission d'un flux intense de rayons gamma provenant de la désintégration de positrons dans la région du bulbe de notre galaxie, dont les caractéristiques ont été récemment précisées par les données du satellite INTEGRAL. Ce modèle s'appuie sur certaines particularités importantes des sursauts gamma qui ne sont d'ailleurs pas étrangères au rôle potentiel que ceux-ci pourraient jouer dans la problématique du rayonnement cosmique. Il nous sera en outre l'occasion de mettre en application un résultat important obtenu au chapitre 8 sur l'évolution des supernovæ au sein des superbules.

Enfin, nous resterons dans le sillage des sursauts gamma, mais au sens propre cette fois, pour étudier au chapitre 13 l'émission gamma associée à ce que nous avons appelé

leur « traînée Compton », susceptible de se manifester dans le milieu interstellaire longtemps après leur explosion. Si nous mentionnons ici cette étude, c'est qu'en plus d'établir des prédictions potentiellement intéressantes pour l'astronomie gamma, elle établit un lien avec la problématique générale du rayonnement cosmique, en offrant un moyen original de contraindre la fréquence d'explosion des sursauts gamma dans la galaxie, dont on sait par ailleurs qu'elle est un paramètre clé – mais très mal connu – pouvant disqualifier ou au contraire recommander ces sursauts gamma comme sources effectives du rayonnement cosmique ultra-énergétique, et pourquoi pas, comme il fut déjà proposé, de tout le rayonnement cosmique.

On le voit, le va-et-vient est en réalité constant entre les différentes problématiques. C'est une caractéristique générale de ce domaine de recherche, puisque de même que les rayonnements non-thermiques ne peuvent se produire sans particules énergétiques, de même les particules énergétiques ne peuvent se propager sans émettre des rayonnements non-thermiques. Pour l'astronome, ce sont ces rayonnements qui représentent le fait premier, qu'il s'agit d'expliquer en faisant appel à la population de particules énergétiques qui en est responsable. Pour le cosmicien, ce serait plutôt l'inverse. Le fait premier est du côté des particules, et les rayonnements qu'ils produisent sont des indices, ou les moyens que nous offre l'univers pour les détecter, les distinguer et les analyser. Mais rien n'impose bien sûr de trancher entre une utilisation du milieu interstellaire comme "détecteur" de rayons cosmiques, et une utilisation des rayons cosmiques comme "révélateurs" des conditions physicochimiques du milieu interstellaire. C'est bien plutôt dans un constant aller-retour entre ces deux approches qu'on peut espérer obtenir le maximum d'informations sur les deux termes de la dichotomie.

Pour clore cette introduction, nous relèverons qu'il y a là une analogie plaisante avec la façon dont nous détectons, sur Terre, les rayons cosmiques de haute énergie. En étudiant les gerbes qu'ils produisent dans l'atmosphère, on utilise en fait ce « milieu de propagation » comme le précieux révélateur de leur présence, observant tantôt les particules secondaires produites (comme on interroge le LiBeB pour recueillir des informations sur les rayons cosmiques de basse énergie), tantôt le rayonnement de fluorescence induit (comme on fait de l'astronomie non-thermique pour contraindre les propriétés des restes de supernova ou des superbulles). Dans ce cas, on se sert de notre connaissance de l'atmosphère, bien meilleure que celle que nous avons des rayons cosmiques, pour déduire les propriétés de ces derniers. Mais dans le même temps, on le voit déjà avec KASCADE et certaines données précieuses de l'Observatoire Pierre Auger, il n'est pas exclu que l'on en sache déjà assez sur les rayons cosmiques pour tirer de l'étude des gerbes des informations sur les conditions de propagation dans l'atmosphère, et notamment sur la physique hadronique à haute énergie, inaccessible en accélérateurs.



## Chapitre 10

# Particules énergétiques et raies d'émission gamma-nucléaires

Ce chapitre ouvre la partie consacrée à l'étude des rayonnements non-thermiques induits par les rayons cosmiques, et plus généralement par les particules énergétiques. Il n'est pas question d'entreprendre ici une présentation générale des divers processus de rayonnement, dont le lecteur trouvera de très bonnes descriptions dans les cours de Vincent Tatischeff et d'Alexandre Marcowith, publiés dans les Actes de l'*École de Goutelas*, déjà mentionnée au chapitre 2. Nous avons évoqué au chapitre 6 la production de rayonnement synchrotron par les électrons énergétiques, à l'occasion de notre étude sur l'accélération des particules dans les restes de supernova, mais nous n'évoquerons dans ce chapitre que le processus d'émission de raies gamma associées à la désexcitation de noyaux, faisant suite à l'interaction de particules énergétiques avec le milieu interstellaire.

### 10.1 Excitation nucléaire et raies gamma : sections efficaces effectives

L'étude des réactions d'excitation nucléaire se présente naturellement à quiconque s'intéresse à la propagation des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire, et plus suggestivement encore à ceux qui étudient les processus de spallation responsables de la nucléosynthèse des éléments légers. La raison en est que ce sont en réalité les mêmes interactions qui produisent ces deux types d'effets, à savoir des interactions noyau léger/noyau lourd, l'un faisant parti des particules énergétiques, l'autre étant au repos dans le milieu interstellaire. Dans un cas, on s'intéresse aux taux de production des différents noyaux secondaires, dans l'autre, aux taux d'excitation nucléaire, dont il découle immédiatement les taux d'émission de rayons gamma essentiellement monoénergétiques (dans le référentiel du noyau) associées à la désexcitation des noyaux.

En outre, les outils à mettre en œuvre pour calculer l'émission de rayonnement gamma consécutive à ces interactions sont rigoureusement les mêmes que ceux nécessaires au calcul de la nucléosynthèse spallative. Ces outils ont été brièvement décrits au chapitre 2, où l'on a indiqué comment traiter les différentes interactions nucléaires se manifestant au cours de la propagation des particules énergétiques dans le milieu ambiant, y compris dans des conditions non-stationnaires. La prise en compte détaillée de ces effets de propagation, qui modifient la forme du spectre et la composition des particules énergétiques, est



indispensable à la modélisation adéquate des flux émis dans les différentes raies gamma. Mais il exige malheureusement le développement de codes numériques qui peuvent être parfois assez lourds, et qui impliquent des temps de calcul un peu longs. Ceci peut représenter un obstacle à l'exploration systématique des différents paramètres intervenant dans la modélisation des sources.

Le principe des calculs d'émission de raies gamma est pourtant très simple : connaissant le spectre et la composition des particules énergétiques, la densité des différents noyaux cibles dans le milieu ambiant et les sections efficaces différentielles d'interaction, il suffit de multiplier ces trois quantités, d'intégrer sur l'énergie et de sommer les différents canaux de production pour obtenir le taux d'émission instantané dans les différentes raies. Mais pour des raisons évidentes, c'est toujours le spectre « propagé », ou dans un modèle stationnaire le spectre « à l'équilibre » qu'il faut prendre en compte. Or ce spectre et la composition chimique associée ne se déduisent du spectre et de la composition sources – que l'on cherche justement à contraindre par ce type d'études – qu'en tenant compte des effets de propagations mentionnés plus haut.

Ces effets, par nature, sont en réalité indépendants du spectre et de la composition des particules énergétiques dans leur ensemble, puisqu'ils s'appliquent à chacune d'elles individuellement, du simple fait des sections efficaces de destruction et des pertes d'énergies spécifiques qui la concernent. Aussi, à force de répéter sans cesse les mêmes calculs de propagation sous-jacents dans des conditions macroscopiquement différentes, mais microscopiquement semblables, et afin de faciliter ce genre d'études à ceux qui ne disposeraient pas des outils numériques permettant un traitement complet de la propagation, il nous est venu l'idée d'intégrer tous ces effets de propagation dans ce qui serait alors des « sections efficaces effectives », utilisables non plus à partir des flux de particules énergétiques propagés, mais directement à partir des flux injectés à la source !

Une telle chose s'avère effectivement possible, et nous reproduisons ci-dessous notre article (Parizot & Lehoucq, 2002, A&A, 383, 987) décrivant le type de manipulations impliquées et les résultats généraux qui permettent de développer une plus grande intuition sur les aspects énergétiques de l'émission des raies gamma-nucléaires dans le milieu interstellaire.

## 10.2 Standard gamma-ray line calculations

In order to calculate the gamma-ray line emission in a given region of the ISM, one needs to integrate the nuclear excitation cross sections over the local flux of energetic particles, and sum all the contributions to each gamma-ray line. If  $i$  represents the projectile,  $j$  the target nucleus, and  $k$  the excited nucleus produced in the interaction between  $i$  and  $j$ , or equivalently the 'photon species' emitted through nuclear de-excitation, the  $\gamma$ -ray line emission rate, in  $\text{ph}/\text{cm}^3/\text{s}$ , from all the  $i + j \rightarrow k$  nuclear reactions, reads :

$$\begin{aligned} \frac{dN_k}{dt} &= \sum_{i,j} \int_0^{+\infty} N_i(E) [n_j \sigma_{i,j;k}(E) v(E)] dE \\ &= \sum_{i,j} \int_0^{+\infty} \Phi_i(E) n_j \sigma_{i,j;k}(E) dE, \end{aligned} \tag{10.1}$$

where  $N_i(E)$  is the spectral density of the projectiles  $i$ , in  $\text{cm}^{-3}(\text{MeV}/\text{n})^{-1}$ ,  $\Phi_i(E) = N_i(E) \times v(E)$  is the corresponding flux, in  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}(\text{MeV}/\text{n})^{-1}$ ,  $v(E)$  is the velocity of the projectiles (independent of the nuclear species,  $i$ , if the energy  $E$  is expressed

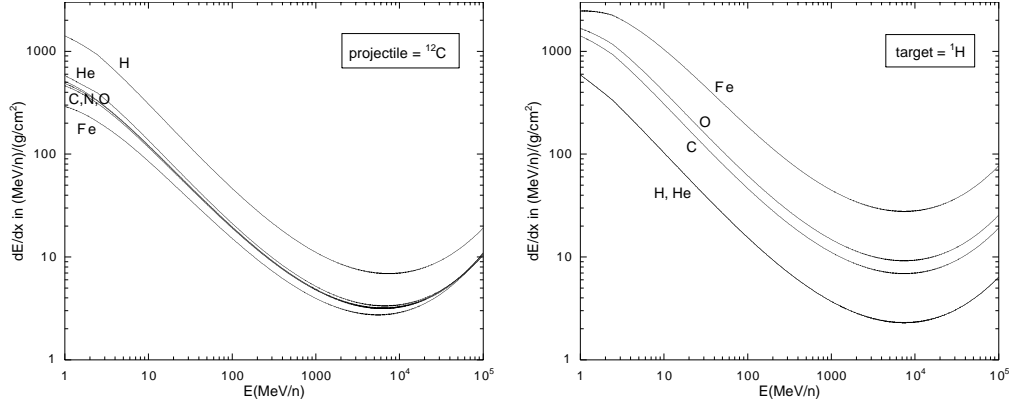


FIG. 10.1 – Energy losses per unit grammage of matter passed through, in  $(\text{MeV/n})/(\text{g cm}^{-2})$  : on the left, for a  $^{12}\text{C}$  nucleus in various chemically pure propagation media indicated by the labels; on the right, for various nuclei indicated by the labels in a propagation medium made of pure Hydrogen.

in  $\text{MeV/n}$ ),  $n_j$  is the number density of the target nuclear species  $j$ , and  $\sigma_{i,j;k}$  is the cross section for the reaction  $i + j \rightarrow k$ . For instance,  $k$  might represent photons from the  $^{12}\text{C}$  de-excitation line at 4.44 MeV, produced by the reaction  $p + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C}^*$  or  $\alpha + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C}^*$ .

Assuming that the nuclear excitation cross-sections are known, the main challenge is to estimate the EP fluxes, for each nuclear species, in the gamma-ray source. This depends on the acceleration process at the origin of the injection of EPs in the ISM, and on what happens to the particles once they leave the accelerator, which involves the energy losses, the rate of escape from the region considered, and the particle destruction in inelastic nuclear processes. As far as the acceleration is concerned, it can be characterized here by the so-called *injection function*,  $Q_i(E)$ , which gives the number of particles of species  $i$  injected at energy  $E$  in the ISM (i.e. leaving the acceleration process and not being further accelerated afterwards), in  $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}(\text{MeV/n})^{-1}$ . The function  $Q_i(E)$  will either be taken as the outcome of some particular acceleration model (e.g. diffusive shock acceleration), or phenomenologically postulated so as to reproduce some particular observation (e.g. from INTEGRAL data).

Most studies so far have assumed that the shape of the injection spectrum,  $Q_i(E)$ , was independent of the nuclear species, and could be re-written as  $\alpha_i \bar{Q}(E)$ , where the isotopic abundances  $\alpha_i$  characterize the chemical composition of the EPs *at the source*. However, this simplification is not required and one will allow here for a different spectrum for each nuclear species, which is equivalent to an energy dependent EP composition.

In order to use Eq. (10.1) to calculate the gamma-ray emission produced in the region under consideration, one needs to derive the EP fluxes,  $\Phi_i(E)$  or  $N_i(E)$ , from the injection functions,  $Q_i(E)$ , supposed known. The standard way to do this has been described in Parizot and Lehoucq (1999, and references therein) for the general case where the injection function as well as the conditions of propagation are time-dependent. It consists in solving the so-called propagation equation, which takes the following form in the stationary case :

$$\frac{\partial}{\partial E}(\dot{E}_i(E)N_i(E)) = Q_i(E) - \frac{N_i(E)}{\tau_i^{\text{tot}}(E)}. \quad (10.2)$$

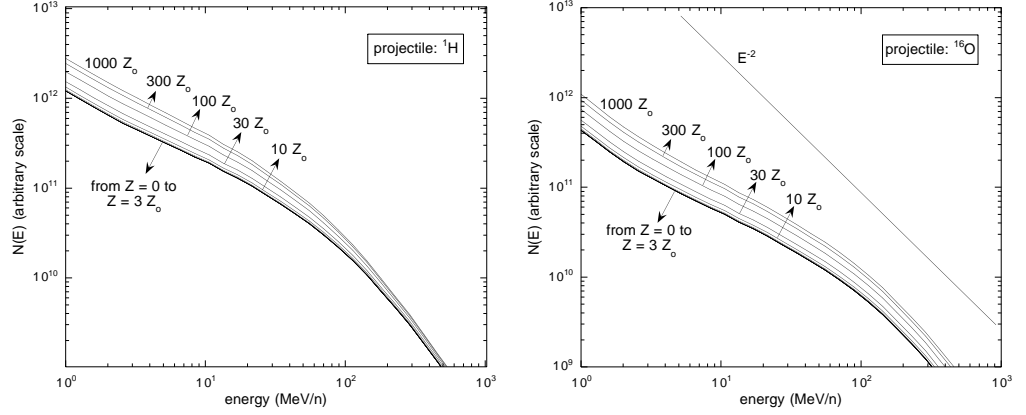


FIG. 10.2 – Stationary energy spectra of  $^1\text{H}$  (left) and  $^{16}\text{O}$  (right) nuclei injected with a simple power-law spectrum in energy of index 2, after propagation in different media. The spectra corresponding to propagation media with a metallicity up to  $10 Z_0$  are virtually indistinguishable from the propagated spectrum in a metal-free gas.

Here,  $\dot{E}_i(E)$  is the energy loss function, in  $(\text{MeV/n})\text{s}^{-1}$ , giving the rate of energy loss for nuclei of species  $i$  in the considered propagation medium, and  $\tau_i^{\text{tot}}(E)$  is the total ‘loss time’ taking into account nuclear destruction and particle escape out of the region considered. It can be expressed in terms of the total inelastic cross sections for nuclei of species  $i$  in a medium made of  $j$  nuclei alone,  $\sigma_{i,j}^{\text{dest}}(E)$ , and the mean escape time,  $\tau_i^{\text{esc}}(E)$ , as :

$$\frac{1}{\tau_i^{\text{tot}}(E)} = \frac{1}{\tau_i^{\text{esc}}(E)} + \sum_j n_j \sigma_i^{\text{dest}}(E) v(E), \quad (10.3)$$

where  $n_j$  is as above the number density of nuclei of species  $j$  in the propagation medium.

In Eq. (10.2), the injection function  $Q_i(E)$  acts as a source term, while the equilibrium EP distribution  $N_i(E)$  is what we want to calculate. The formal solution of the stationary propagation equation reads :

$$N_i(E) = \frac{1}{|\dot{E}_i(E)|} \int_E^{+\infty} Q_i(E_{\text{in}}) \mathcal{P}_i(E_{\text{in}}, E) dE_{\text{in}}, \quad (10.4)$$

where  $\mathcal{P}_i(E_{\text{in}}, E)$  can be interpreted as the survival probability, in the propagation medium considered, of a particle injected at energy  $E_{\text{in}}$  and losing energy down to energy  $E$ . It obviously depends on the total loss time at each energy between  $E_{\text{in}}$  and  $E$  and the energy loss function, and can be expressed as follows (see Parizot and Lehoucq, 1999) :

$$\mathcal{P}_i(E_{\text{in}}, E) = \exp \left( - \int_{E_{\text{in}}}^E \frac{dE'}{\dot{E}_i(E') \tau_{\text{tot},i}(E')} \right). \quad (10.5)$$

### 10.3 Approached EP propagation universality

Equation (10.1) allows one to calculate the photon emission rate for any gamma-ray de-excitation line for which the production cross sections are known. It is based on the

computation of the EP distribution function given by Eq. (10.4), which in turn requires the knowledge of the energy losses and the escape and destruction times.

### 10.3.1 Energy loss rates

Let us first consider the energy loss rate,  $\dot{E}_i(E)$ , for particles of species  $i$ . It can be expressed as a sum over the nuclear species present in the propagation medium :

$$\dot{E}_i(E) = \sum_j n_j \times \left. \frac{dE}{dx} \right|_j \times v(E), \quad (10.6)$$

where  $(dE/dx)_j$  is the energy loss per unit grammage in a medium of pure  $j$  nuclei, in  $(\text{MeV/n})/(\text{g cm}^{-2})$ . In this expression,  $(dE/dx)_j$  is a ‘universal function’ of energy which can ideally be calculated from first physical principles or, failing that, extrapolated from laboratory measurements, while the astrophysics comes in the chemical composition, the degree of ionization and the density of the propagation medium,  $n_j$ . Some examples of energy loss functions used in this paper are shown in Fig. 10.1. They have been calculated using the program of J. Kiener (1994), based on the modified Bethe formula taking into account the effective charge of the projectile. This program implements the Ziegler tables for the various stopping powers, as corrected by Hubert et al. (1989) according to a semi-empirical procedure, where a new parameterization for the effective charge is deduced from a very large set of experimental stopping power values in the range 3–80 MeV/n. The typical error in the energy loss function is between 2% and 10%, i.e. less than the uncertainty about the nuclear excitation cross-sections.

The energy range of interest for the calculation of gamma-ray line emission is between a few MeV/n (corresponding to the nuclear excitation thresholds) and a few hundreds of MeV/n. At higher energy, the contribution of the EPs to the gamma-ray line emission is small, because of their reduced number (decreasing power-law source spectrum) as well as because they are destroyed by nuclear reactions before they reach the peaks of the nuclear excitation cross sections, as further discussed below.

In all the calculations presented here, the ambient medium is assumed neutral, which may not be appropriate for a number of astrophysical situations. However, one can estimate that the effect of an ambient ionized medium is small, except for the lowest energies. The reason why the energy losses depend on the ionization state of the propagation medium is that it is more difficult for an energetic ion to capture a free electron than to capture an electron from an atom at rest. Indeed, in the latter case, the orbital motion of the electron reduces the velocity difference between the energetic ion and the electron, and thereby facilitates capture. As a consequence, the equilibrium between electron stripping and electron capture depends on the ambient medium, and an energetic atom is on average more ionized when it travels through a plasma than through a neutral medium (Chabot et al., 1995a). This results in a higher effective charge, and thus a higher stopping power (or larger energy losses). However, when the projectile is too energetic, its relative velocity with even orbital electrons is too high for charge exchange to be efficient anyway. Therefore, the difference between an ionized and a neutral ambient medium becomes negligible, and the energy losses are almost identical. From the quantitative point of view, the stopping power of a plasma is higher than that of a neutral medium by a factor of about 40 below 100 keV/n, but only 2 or 3 at a few MeV/n, and their difference is negligible above 100 MeV/n (Hoffman et al., 1994; Chabot et al., 1995b). Therefore, we will assume throughout that the propagation medium is neutral.

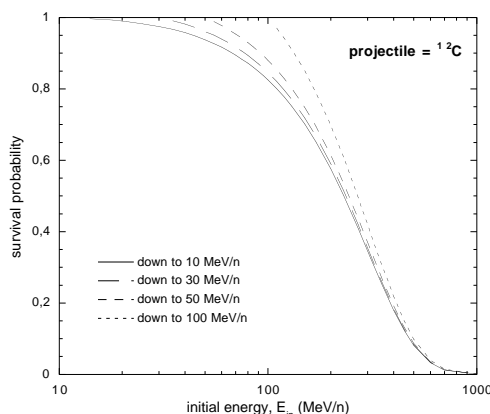


FIG. 10.3 – EP survival probability down to 10, 30, 50 and 100 MeV/n, as a function of the injection energy,  $E_{\text{in}}$ .

As far as the chemical composition is concerned, in most astrophysically relevant cases the propagation medium will be but the ISM, whose composition is relatively well known (Anders and Grevesse, 1989). Now, although the heavy elements are of course crucial to the calculation of gamma-ray de-excitation line emission, the ISM is so much dominated by H and He nuclei that one can neglect all other elements in Eq. (10.6), and calculate the energy loss rate as if the ISM were made simply of 91% of H and 9% of He (by number). To demonstrate this, we have calculated the propagated (equilibrium) spectrum of the different energetic nuclei subject to energy losses in media of various metallicity. Results are shown in Fig. 10.2 for metallicities ranging from 0 (H and He only) to 1000 times solar. A significant change in the particle propagated spectrum can only be noticed for ambient metallicities larger than ten times the solar metallicity,  $Z_0$ . Since most of the astrophysically relevant media are not that rich in metals, we will assume that the propagation of the EPs is independent of metallicity. Note that even pure SN ejecta have a metallicity less than 30 times  $Z_0$ , so that even in such a metal-rich medium, neglecting the interaction of the EPs with the metals as they propagate through the ambient medium will lead to an error smaller than 20% on the propagated particle distribution,  $N_i(E)$ , and thus also on the gamma-ray line production rates.

### 10.3.2 Total inelastic cross sections and survival probabilities

The second crucial physical ingredient necessary to calculate the EP propagated spectra is the total ‘catastrophic loss time’,  $\tau_i^{\text{tot}}(E)$ , including both nuclear destruction and escape (see Eq. (10.3)). The latter will be neglected here, which amounts to say that we consider a distribution of EPs interacting with a thick target. This is well justified for the relatively low energy particles which are responsible for most of the gamma-ray line emission, as their range is of the order of  $1 \text{ g/cm}^2$ , i.e. significantly less than the typical escape grammage of cosmic rays. One can thus replace the total catastrophic loss timescale,  $\tau_i^{\text{tot}}(E)$ , by the destruction timescale,  $\tau_i^{\text{D}}(E)$ .

Concerning the EP destruction through nuclear reactions, we use semi-empirical total inelastic cross sections from Silberberg et Tsao (1990). As for the energy loss function, we have just seen that the EP destruction time can be calculated as if the propagation medium were made of pure H and He, to an excellent approximation (even for relatively

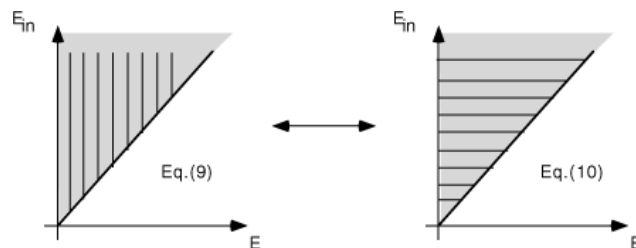


FIG. 10.4 – Graphical demonstration of the equivalence between Eq. (10.9) and Eq. (10.10) : the shaded area is the integration domain, divided into vertical and horizontal slices, respectively.

high ambient metallicities). In all of our calculations, the main uncertainty comes from the relatively poor knowledge of the nuclear cross sections, rather than from the use of a ‘universal’ (metal-free) propagation medium.

The joint knowledge of  $\dot{E}_i(E)$  and  $\tau_i^{\text{tot}}(E)$  allows one to calculate the survival probability of an EP injected at any energy  $E_{\text{in}}$  while it loses energy down to the energy  $E$  at which it interacts with the ISM to produce a gamma-ray. It can be useful to define the energy loss timescale,  $\tau_i^{\text{loss}}(E)$  for an EP of type  $i$  as :

$$\tau_i^{\text{loss}}(E) = E/|\dot{E}_i(E)| \quad (10.7)$$

The survival probability given by Eq. (10.5) can then be rewritten as :

$$\mathcal{P}_i(E_{\text{in}}, E) = \exp \left( - \int_E^{E_{\text{in}}} \frac{\tau_i^{\text{loss}}(E')}{\tau_i^{\text{D}}(E')} \frac{dE'}{E'} \right). \quad (10.8)$$

Fig. 10.3 shows the results obtained in the case of a  $^{12}\text{C}$  nucleus. As can be seen, particles injected at energies greater than 1 GeV/n have very little chance to survive long enough to reach energies of a few tens of MeV/n, where the nuclear excitation cross sections are maximum. As a consequence, their contribution to the total gamma-ray emission rate will be negligible, not mentioning the fact that higher energy particles are usually less numerous than lower energy ones, for the most common, power-law source spectra. This effect reminds us that nuclear excitation is only one of a number of competing nuclear processes affecting an energetic particle, so that the efficiency of gamma-ray line production depends on the balance between several cross sections.

## 10.4 Gamma-ray yields of individual EPs

We now make use of the results of the previous section to derive an alternate way to calculate gamma-ray line production from EPs. This idea is the following : since particle propagation is ‘universal’ (i.e. independent of the physical conditions of the propagation medium, as long as metals can be neglected), there should be a way to work it out once and for all. This way is the following : instead of calculating the equilibrium EP distribution function (after propagation), and then integrate the nuclear cross section over this distribution, one can calculate the total photon yield, from injection to rest, of one EP of a given kind thrown in the ISM at any given initial energy, independently of the other particles (i.e. independently of the global spectrum and composition of

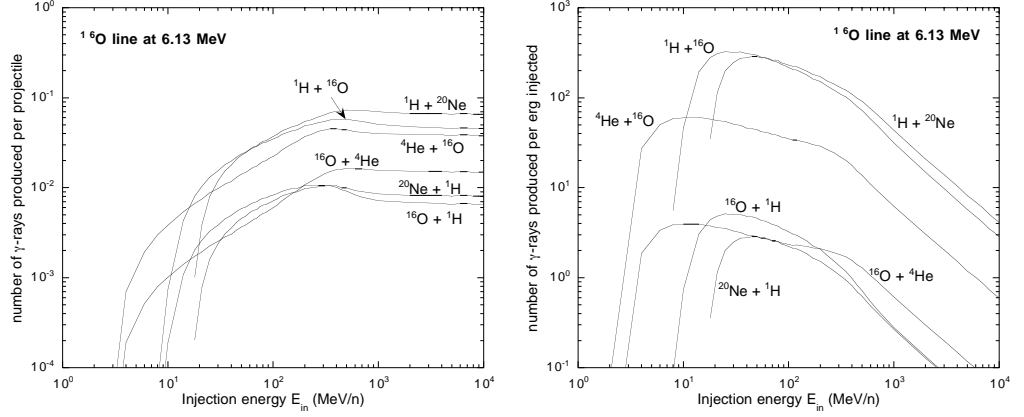


FIG. 10.5 – On the left (a) : Absolute photon yields,  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}$ , in the 6.13 MeV line of  $^{16}\text{O}$  through various channels, as a function of the injection energy of the projectile. The latter is the first nucleus appearing in the label, and the target is the second. On the right (b) : Gamma-ray production efficiency, in photon/erg, for the 6.13 MeV line of  $^{16}\text{O}$  through various channels, as a function of the injection energy of the projectile.

the EPs), and then integrate the individual photon yields over the source distribution function of each kind of EPs accelerated. The important point is that the integration is now over the *source* distribution function, which is known from acceleration models or postulated in a phenomenological study, rather than over the *propagated* distribution function, which no longer has to be calculated.

From the mathematical point of view, the above idea amounts to a simple change of the order of two integrations. Indeed, combining Eqs. (10.1) and (10.4), one can rewrite the  $\gamma$ -ray emission rate as follows (specializing to one nuclear reaction for illustration) :

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \int_0^{+\infty} dE \int_E^{+\infty} dE_{\text{in}} \frac{n_0 \sigma(E) v(E)}{|\dot{E}(E)|} Q(E_{\text{in}}) \mathcal{P}(E_{\text{in}}, E), \quad (10.9)$$

where  $n_0$  is the density of the propagation medium and  $Q(E)$  is the EP *source* spectrum. Now, as is made obvious by Fig. 10.3.2, this expression can be re-written as :

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \int_0^{+\infty} dE_{\text{in}} \int_0^{E_{\text{in}}} dE \frac{n_0 \sigma(E) v(E)}{|\dot{E}(E)|} Q(E_{\text{in}}) \mathcal{P}(E_{\text{in}}, E). \quad (10.10)$$

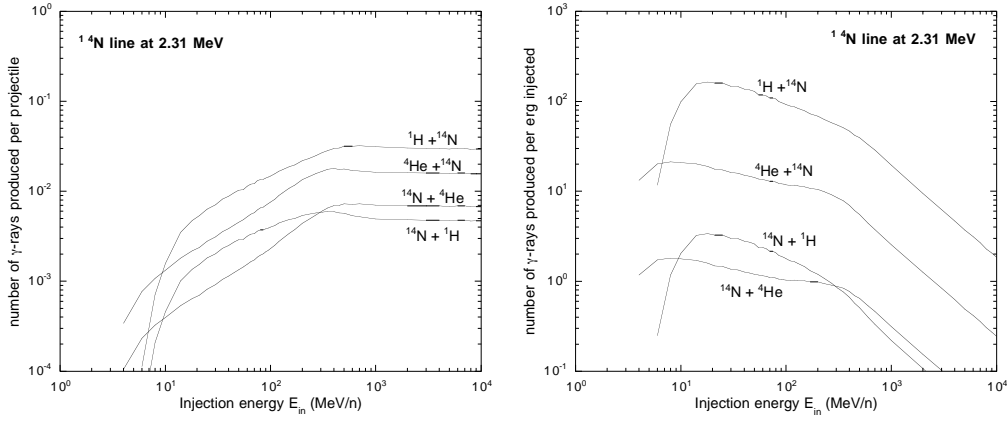
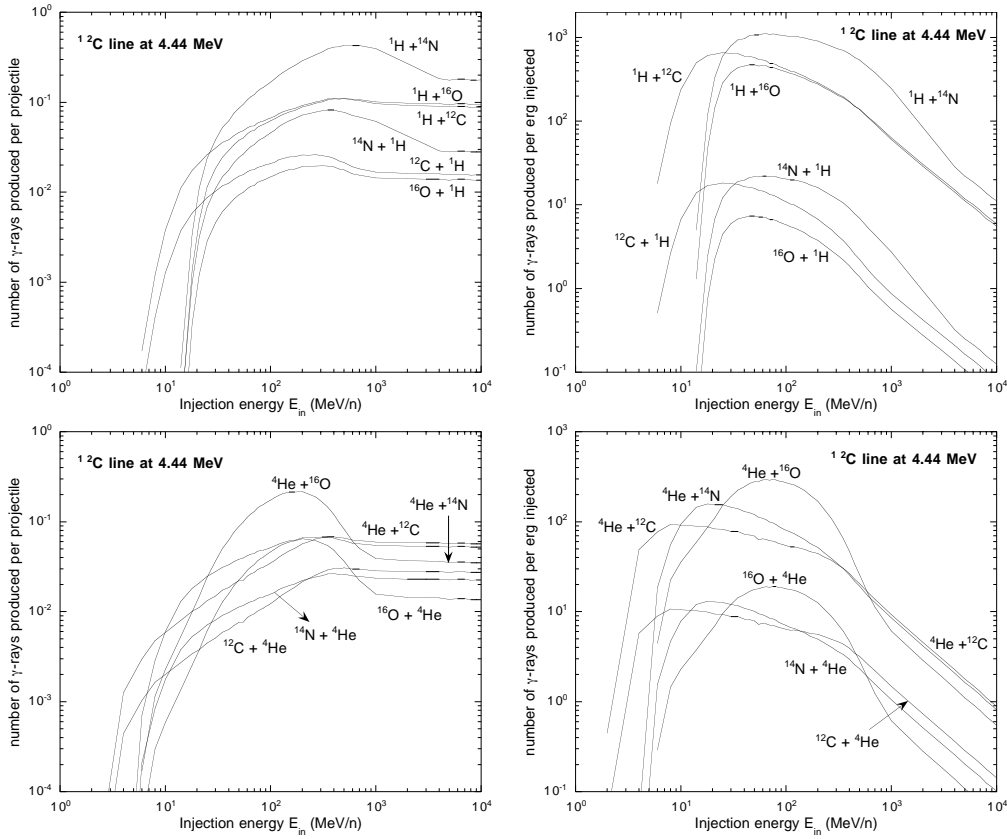
Getting the source function,  $Q(E_{\text{in}})$ , out of the integral over  $E$ , one obtains the following expression for the  $\gamma$ -ray emission rate (adding the contribution of all the reactions involved) :

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \sum_{i,j} \int_0^{+\infty} Q_i(E_{\text{in}}) \alpha_j \mathcal{N}_{i,j;\gamma}(E_{\text{in}}) dE_{\text{in}}, \quad (10.11)$$

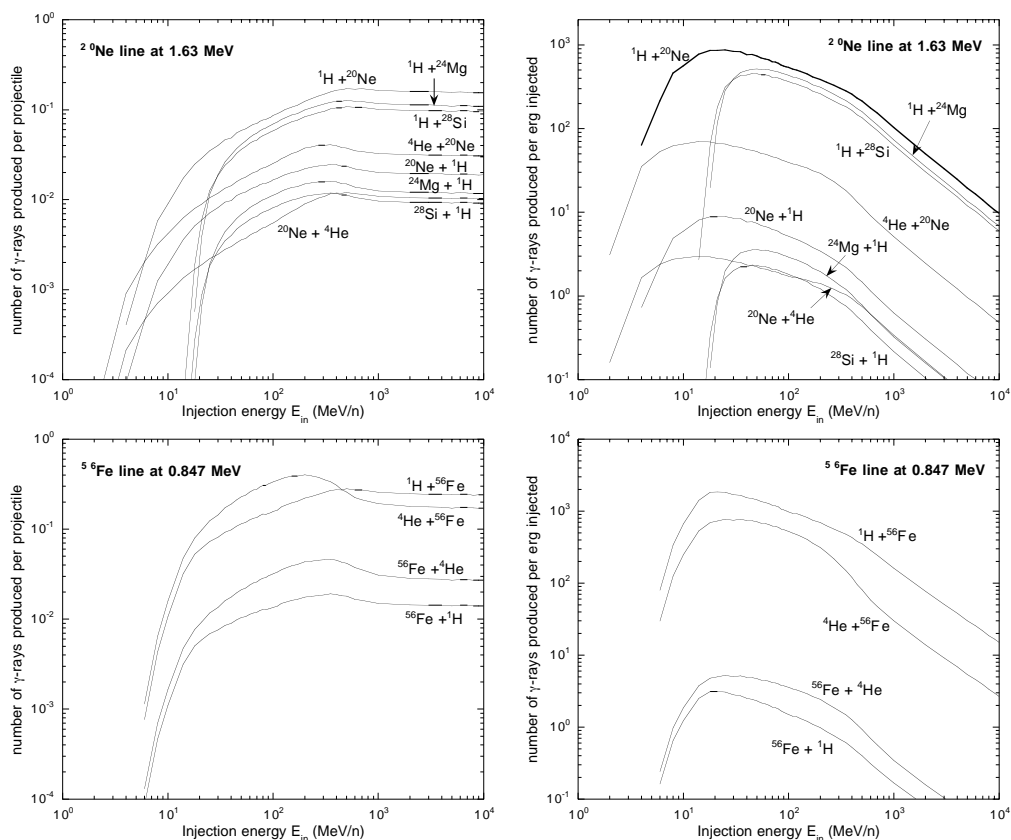
where  $\alpha_j = n_j/n_0$  is the relative abundance of nuclei of species  $j$  in the target, and

$$\mathcal{N}_{i,j;\gamma}(E_{\text{in}}) = \int_0^{E_{\text{in}}} \frac{n_0 \sigma_{i,j;\gamma}(E) v(E)}{|\dot{E}(E)|} \mathcal{P}_i(E_{\text{in}}, E) dE. \quad (10.12)$$

The physical interpretation of  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}(E_{\text{in}})$  is straightforward : it is the number of photons of species  $\gamma$  produced in a target made solely of nuclei of species  $j$ , by one

FIG. 10.6 – Same as Fig. 10.5 for the  $^{14}\text{N}$  line at 2.31 MeV.FIG. 10.7 – Same as Fig. 10.5 for the  $^{12}\text{C}$  line at 4.44 MeV, for reactions involving H nuclei (top) and He nuclei (bottom).



FIG. 10.8 – Same as Figs. 10.5 for the  $^{20}\text{Ne}$  line (1.63 MeV) and  $^{56}\text{Fe}$  line (0.847 MeV).

projectile of species  $i$  injected in the ISM at the energy  $E_{\text{in}}$ , integrated over its entire life (i.e. from its injection until it has lost so much energy that it is below the nuclear excitation threshold). Note that the lower bound of the integral can be replaced by the energy threshold of the cross sections. Now the interesting point is that the absolute photon yields,  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}(E_{\text{in}})$ , can be calculated from physical quantities alone and is independent of astrophysics : as can be seen from Eqs. (10.12) and (10.5), it only depends on the nuclear cross sections and energy loss rates. These can be calculated or measured once and for all, and so is it for  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}(E_{\text{in}})$ .

As anticipated, the great advantage of this formulation is that once the quantities  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}(E_{\text{in}})$  have been calculated, the actual  $\gamma$ -ray emission rate in a given astrophysical situation can be derived from Eq. (10.11) which gathers all the astrophysical information (namely the EP spectrum and composition, and the target composition), but which is now expressed in terms of the *source spectrum*, rather than the *propagated* one. To better understand the signification of this transformation, it suffices to compare Eqs. (10.1) and (10.11). We have replaced the propagated spectral density of the EPs,  $N_i(E)$ , by their injection function,  $Q_i(E)$ , and the cross sections  $\sigma_{i,j;\gamma}$  by our absolute photon yields,  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}$ , which play the role of ‘effective cross-sections’ (although their physical dimension is different) taking into account the propagation of the EPs in the ambient medium. It should be stressed that the individual photon yields behave as universal physical quantities and can be used with any source spectrum, any EP composition *and*

any target composition.

Two comments are in order here. First, the above expression giving the photon yields  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}(E_{\text{in}})$  may seem to depend on the density,  $n_0$ , of the propagation medium (e.g. the ISM). This is actually not the case, as the energy loss rate appearing in the denominator is also proportional to this density. The second comment concerns the universality of EP propagation, which is crucial in the approach developed here. Indeed, in principle the EP energy loss rates and survival probabilities depend on the propagation medium, so that a different photon yield should be calculated for each propagation medium. These specific photon yields could still be used with any source spectrum and composition, but not with any target composition, as the latter is usually the same as that of the propagation medium. However, as shown in Sect. 10.3, the dependence of the energy loss rates and survival probabilities with metallicity is negligible in most situations, so that the photon yields  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}$  can indeed be considered universal.

## 10.5 Results and emission rates reconstruction

### 10.5.1 Nuclear excitation cross sections

Before showing the individual photon yields calculated for the main expected gamma-ray lines in the ISM, we should say a word about cross sections, as they provide the major uncertainty in our results and most of them are extrapolated from relatively scarce experimental data. We have used the data from Ramaty et al. (1979), updated with more recent experimental data whenever possible (Dyer et al., 1981, 1985; Lang et al., 1987; Lesko et al. 1988; Kiener et al., 2001). The paper by Kiener et al. (2001, and private communication) has been used to derive a general procedure to extrapolate the data at high energy.

Above the resonance peak of the cross sections, whenever the data is missing we assume that the cross section obeys a simple law in  $a \times E^{-x} + b$  (above 20–30 MeV/n, say). The best fit of the data for the  $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{p}\gamma)$  reaction gives  $\sigma(E) = 24337 \times E^{-1.74} + 4$  mbarn, where  $E$  is in MeV. For the  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\gamma)$  reaction, one finds  $\sigma(E) = 31400 \times E^{-1.51} + 7$  mb, and for the excitative spallation reaction  $^{16}\text{O}(\text{p}, \text{p}\alpha)^{12}\text{C}_{4.44}^*$ ,  $\sigma(E) = 75951 \times E^{-1.98} + 4.3$  mb (Kiener, 2001; private communication).

As a first approximation, we assume that the excitation cross sections of other nuclei (namely,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  and  $^{56}\text{Fe}$ ) obey the similar laws with the same value of the exponent  $x$ , i.e. 1.74 and 1.51 respectively for proton-induced and alpha-particle-induced excitations. The constant value at high energy,  $B$ , is simply taken as the value of  $B$  for the  $^{12}\text{C}$  excitation cross sections, but scaled to the measured value of the cross section at the resonance peak (i.e. proportionally to the peak value). Finally, the value of  $A$  is obtained by imposing the continuity of the cross sections above the peak. The same procedure is applied to excitative spallation reactions (i.e. an exponent of 1.98 and a high energy value scaled proportionally to the peak value), although such an extrapolation is more problematic in this case, as the  $^{16}\text{O}$  nucleus has an atypical structure with a large component of four  $\alpha$  particles.

The above procedure can be summarized by the following expression giving the cross section above the peak (at energy  $E_{\text{peak}}$  and with cross section  $\sigma_{\text{peak}}$ ), in terms of the values of the reference cross section at the peak,  $\sigma_{\text{peak}}^0$ , and at high energy,  $\sigma_{\infty}^0$ , given above :

TAB. 10.1 – Data relative to the fit of the cross section as given by Eq. 10.13. The reaction is given in the first column, with the names of the target and projectile and the energy of the resulting gamma ray in MeV. The second and third columns give the energy of the cross section peak and the corresponding value of the cross section.

reaction	$E_{\text{peak}}$	$\sigma_{\text{peak}}$
$^1\text{H} + ^{56}\text{Fe} = 0.847$	13.0	861
$^4\text{He} + ^{56}\text{Fe} = 0.847$	13.0	1290
$^1\text{H} + ^{20}\text{Ne} = 1.634$	11.0	330
$^4\text{He} + ^{20}\text{Ne} = 1.634$	3.19	232
$^1\text{H} + ^{24}\text{Mg} = 1.634$	23.0	180
$^1\text{H} + ^{28}\text{Si} = 1.634$	21.7	157
$^1\text{H} + ^{14}\text{N} = 2.313$	10.0	106
$^4\text{He} + ^{14}\text{N} = 2.313$	3.25	119
$^1\text{H} + ^{12}\text{C} = 4.438$	11.0	317
$^4\text{He} + ^{12}\text{C} = 4.438$	3.00	393
$^1\text{H} + ^{14}\text{N} = 4.438$	21.7	291
$^4\text{He} + ^{14}\text{N} = 4.438$	9.64	333
$^1\text{H} + ^{16}\text{O} = 4.438$	22.5	156
$^4\text{He} + ^{16}\text{O} = 4.438$	25.0	223
$^1\text{H} + ^{16}\text{O} = 6.129$	13.0	163
$^4\text{He} + ^{16}\text{O} = 6.129$	3.50	269
$^1\text{H} + ^{20}\text{Ne} = 6.129$	19.0	108

$$\sigma(E) = \sigma_{\text{peak}} \left[ \left( 1 - \frac{\sigma_{\infty}^0}{\sigma_{\text{peak}}^0} \right) \left( \frac{E}{E_{\text{peak}}} \right)^{-x} + \frac{\sigma_{\infty}^0}{\sigma_{\text{peak}}^0} \right] \quad (10.13)$$

For completeness, we give the values of  $E_{\text{peak}}$  and  $\sigma_{\text{peak}}$  for the various cross sections considered in this paper in Table 10.1.

In general, the error on the excitation cross sections and thus on the gamma-ray yields is typically 10% whenever actual experimental data exist (this is the case for the two main lines of  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$ ), and of the order of 20% to 50% when the values are simply estimated or extrapolated. This is quite substantial, especially when our goal is to look at line ratios, in the hope to determine the composition of the EPs and/or the ambient medium from gamma-ray line measurements. These errors, unfortunately, cannot be lowered but by increasing the experimental effort at terrestrial accelerators. This is strongly recommended in order to make the most of the opening field of gamma-ray astronomy.

### 10.5.2 Photon yields for the $^{12}\text{C}$ , $^{14}\text{N}$ , $^{16}\text{O}$ , $^{20}\text{Ne}$ and $^{56}\text{Fe}$ $\gamma$ -ray lines.

In Fig. 10.5a, we show the absolute  $\gamma$ -ray yields,  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}$ , corresponding to the main  $^{16}\text{O}$  line at 6.13 MeV, for various projectiles and targets.

The evolution of  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}$  as the injection energy increases can be interpreted in the following way. Photon production begins when  $E_{\text{in}}$  becomes greater than the reaction threshold. Then it increases sharply as  $E_{\text{in}}$  passes through the peak of the cross section, and increases more smoothly afterwards. As long as particle destruction or escape can

be neglected, Eq. (10.12) makes it clear that the number of photons produced is an increasing function of  $E_{\text{in}}$ , the upper bound of the integral. Physically, the particle produces  $\gamma$ -rays all the way as its energy goes down from  $E_{\text{in}}$  to below the reaction threshold. If it is injected at a higher energy, it will produce  $\gamma$ -rays for a longer time, integrating the cross section over a larger range of energy.

But when  $E_{\text{in}}$  increases further, there comes a time when the projectile has a large probability of being destroyed (through a nuclear reaction) or escaping from the region under study (in a thin target model), *before* its energy drops below the reaction threshold. In this case, the effective energy range over which the cross section is integrated is reduced from below, and the overall  $\gamma$ -ray yield starts to decrease. For large enough  $E_{\text{in}}$ , the particle never reaches the most efficient energy range corresponding to the peak of the cross section. Since both the destruction and the excitation cross sections are roughly constant at high energy, the photon yield tends to an ‘asymptotic value’ where increasing the injection energy only shifts upwards the energy range of activity of the EP but does not change the integrated photon yield. This asymptotic value merely depends on the ratio of the excitation and destruction cross sections.

Typically, for the main  $\gamma$ -ray lines to be expected in the ISM, one can see from Figs. 10.5 to 10.8 that several percent to up to 30% of the projectiles injected will produce a gamma-ray, with a peak of this number in the range  $E_{\text{in}} = 100\text{--}300$  MeV/n.

While the decrease of  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}$  at high energy is not very steep, it should be realized that the  $\gamma$ -ray production efficiency, defined as the number of photons produced per erg of projectiles injected, is falling down more quickly, as shown on the right sides of Figs. 10.5 to 10.8, for the same reactions as on the left sides. The corresponding curves give a visual representation of the most efficient energy range for an EP to produce a given  $\gamma$ -ray line. They can be thought of as simple phenomenological tools : a simple look at them gives an idea of the kind of source spectrum and composition required to reproduce any  $\gamma$ -ray line observational data. Note that contrary to what might have been naively expected, this range starts at an energy higher than the cross section peak, and extends to even higher energies. In other words, the most efficient way to produce gamma-rays in the ISM is to use EPs with energies between, say, 10 to 300 MeV/n.

### 10.5.3 Gamma-ray line emission synthesis

From a practical point of view, the quantities  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}(E_{\text{in}})$  also allow one to straightforwardly calculate the  $\gamma$ -ray line emission in a given astrophysical situation. It suffices to sum the contributions of each reaction involved, weighted according to the desired chemical abundances of both the source and the target. In other words, one can calculate the  $\gamma$ -ray line emission rate for *any* EP spectrum and composition in *any* medium (except maybe the most extremely metal-rich), without needing to worry about particle propagation and energy losses at all, as intended.

Such a weighting is illustrated in Figs. 10.9 and 10.10, where we show the  $\gamma$ -ray yields of H, He, C and O nuclei in a medium of solar metallicity. Note that although the  $\gamma$ -ray yields of C and O projectiles appear much higher than those of He (or H), they still have to be weighted by the relative abundances of the various projectiles among the EPs. The number of gamma-rays in the C and O lines produced by one EP injected in the ISM at energies above a few tens of MeV/n is typically between  $10^{-5}$  and  $10^{-4}$ .

An interesting result is the fact that, in addition to  $^{12}\text{C}$  nuclei,  $^{16}\text{O}$  nuclei are also rather efficient in producing the  $^{12}\text{C}$  line at 4.44 MeV. In Fig. 10.11, we have also shown the  $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$  emission line ratio for the three projectiles producing both of these lines,

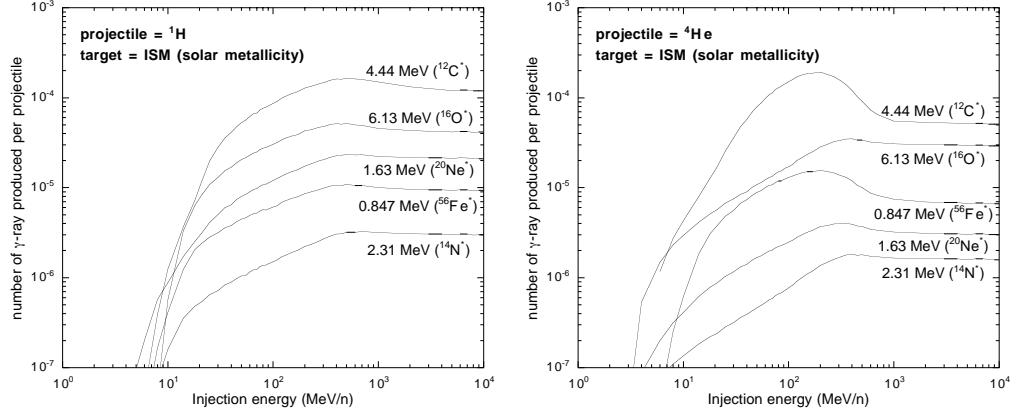


FIG. 10.9 – Gamma-ray yields of a  $^1\text{H}$  (left) and a  $^4\text{He}$  (right) nucleus injected in a medium of solar metallicity, as a function of the injection energy. Contributions to various  $\gamma$ -ray lines are shown.

namely H, He and O. This can be used to estimate quickly the probable composition of EPs producing any observed  $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$  line ratio.

## 10.6 Analytical estimates

In an earlier work, Bykov and Bloemen (1994) calculated the average photon yield of a single energetic nucleus suffering from Coulombian energy losses (neglecting nuclear destruction). It is worth comparing our results with their analytical approximation, obtained with the Bethe-Bloch formula for energy losses, and extending their approached formula to situations where the excitation cross section follows a simple analytical law (such as that mentioned in Sect. 10.5.1), and where the nuclear destruction is important.

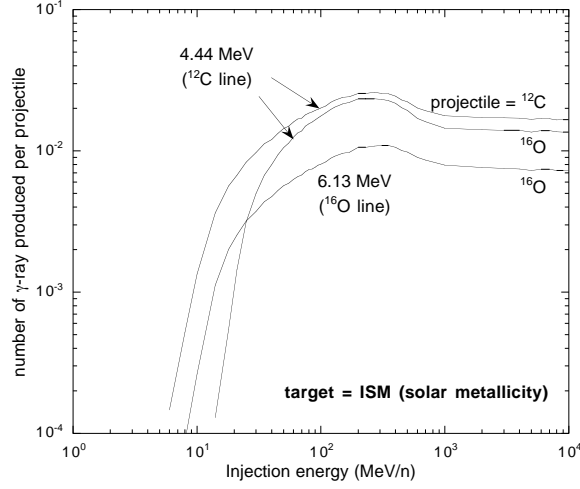
Depending on the EP injection energy, one can identify two opposite ‘regimes’ where the estimation of the photon yields  $\mathcal{N}_{i,j;\gamma}(E_{\text{in}})$  can be simplified. From the physical point of view, this depends whether the particle energy losses can be neglected with respect to nuclear destruction, or vice versa. On Fig. 10.12, we have drawn the destruction cross section,  $\sigma_{\text{D}}(E)$ , together with the energy loss cross section,  $\sigma_{\text{loss}}(E)$ , defined by :

$$\sigma_{\text{loss}}(E) = \frac{1}{n_0 v(E) \tau_{\text{loss}}(E)} = \frac{|\dot{E}(E)|}{nvE}, \quad (10.14)$$

for energetic  $^1\text{H}$  and  $^{12}\text{C}$  nuclei. Note that with this definition, Eq. (10.12) can be rewritten in a simple way as :

$$\mathcal{N}_{\gamma}(E_{\text{in}}) = \int_0^{E_{\text{in}}} \frac{\sigma_{\text{prod}}(E)}{\sigma_{\text{loss}}(E)} \mathcal{P}_i(E_{\text{in}}, E) \frac{dE}{E}. \quad (10.15)$$

It can be seen on Fig. 10.12 that at low energy, destruction is negligible compared to energy losses, while the opposite is true at high energy. The exact transition energy depends on the nucleus considered, and ranges between 200 and 300 MeV/n. This is consistent with the results of Fig. 10.3, showing the transition of the survival probability from 1 to 0 around this energy.

FIG. 10.10 – Same as Fig. 10.9 for  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  projectiles.

### 10.6.1 Low energy limit

In the case when particle destruction can be neglected, one can set the survival probability,  $\mathcal{P}_i(E_{\text{in}}, E)$ , equal to 1 in Eq. (10.15) (this is the case studied by Bykov and Bloemen, 1994). The Bethe-Bloch formula for the energy losses of a nucleus ( $Z, A$ ) gives :

$$\sigma_{\text{loss}}(E) = \frac{Z^2}{A} \times \frac{3}{2} \sigma_{\text{T}} \ln(\Lambda) \times \frac{m_e c^2}{E} \times \frac{c^2}{v^2}, \quad (10.16)$$

where  $\sigma_{\text{T}}$  is the Thomson cross section and  $\ln \Lambda$  is the usual Coulomb logarithm (see e.g. Lang, 1999). It is a slightly increasing function of energy ( $\sim 7.3$  at 10 MeV/n, and  $\sim 12$  at 1 GeV/n).

Reporting in Eq. (10.15) and assuming that the excitation cross section is constant, one obtains the result of Bykov and Bloemen (1994) in the non-relativistic limit ( $E \sim m_p v^2/2$ ) :

$$\mathcal{N}_{\gamma}(E_{\text{in}}) = \frac{A}{Z^2} \frac{m_p}{6m_e \ln \Lambda} \frac{\sigma_{\text{prod}}}{\sigma_{\text{T}}} \left( \frac{v}{c} \right)^4, \quad (10.17)$$

where the cross section can then be considered as a function of energy, although this amounts to moving  $\sigma_{\text{prod}}(E)$  outside the integral in Eq. (10.15), which is of course improper in principle.

The above formula can be improved by using an approached expression for the nuclear excitation cross-section, which allows an analytical integration of Eq. 10.15 (with  $\mathcal{P}_i(E_{\text{in}}, E) = 1$ ). By approximating the cross sections as  $\sigma_{\text{prod}}(E) = a \times E^{-x} + b$  above the peak (the values for  $a$  and  $b$  being deduced from Eq. (10.13) and Table 10.1), with a linear connection from the threshold energy,  $E_{\text{th}}$ , to the peak energy,  $E_{\text{peak}}$ , one obtains :

for  $E_{\text{th}} < E \leq E_{\text{peak}}$ ,

$$\mathcal{N}_{\gamma}(E_{\text{in}}) = \frac{A}{Z^2} \frac{2\sigma_{\text{peak}}}{9\sigma_{\text{T}} \ln \Lambda} \frac{(E_{\text{in}} - E_{\text{th}})^2}{m_e c^2 m_p c^2} \frac{2E_{\text{in}} + E_{\text{th}}}{E_{\text{peak}} - E_{\text{th}}}, \quad (10.18)$$

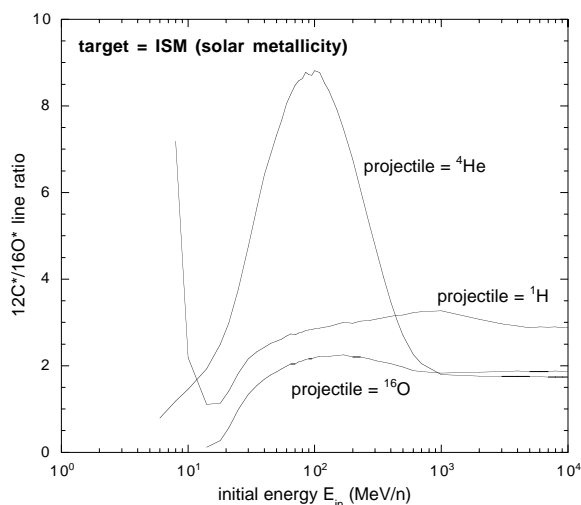


FIG. 10.11 –  $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$  emission line ratio produced by H, He and O nuclei injected into the ISM with solar metallicity, as a function of the injection energy.

and for  $E > E_{\text{peak}}$ ,

$$\mathcal{N}_\gamma(E_{\text{in}}) = \mathcal{N}_\gamma(E_{\text{peak}}) + \frac{A/Z^2}{3\sigma_T \ln \Lambda} \left[ \frac{4E^2}{m_e c^2 m_p c^2} \left( \frac{aE^{-x}}{2-x} + \frac{b}{2} \right) \right]_{E_{\text{peak}}}^{E_{\text{in}}}, \quad (10.19)$$

where we have used the non-relativistic relation between  $v$  and  $E$ , which is justified for the energy range under consideration.

### 10.6.2 High energy limit

In the other limit, at high energy, the destruction time is so small compared to the energy loss time that the particles will be destroyed before they have lost any significant amount of energy. We can thus assume that the gamma-ray emission occurs at a constant energy, namely the injection energy. The problem is solved straightforwardly in terms of the production and destruction timescales (or cross sections) :

$$\mathcal{N}_\gamma(E_{\text{in}}) = \frac{\tau_D}{\tau_{\text{prod}}} = \frac{\sigma_{\text{prod}}}{\sigma_D}. \quad (10.20)$$

Indeed, if one particle is injected at time  $t = 0$ , the number of remaining particles at time  $t$  is  $N(t) = \exp(-t/\tau_D)$ , and the gamma-ray production rate is  $dN_\gamma/dt = N(t)/\tau_{\text{prod}} = \exp(-t/\tau_D)/\tau_{\text{prod}}$ . Integrating over time, from  $t = 0$  to  $\infty$ , gives the above result.

### 10.6.3 Accuracy of the analytical formulæ

The approached formulae Eqs. (10.18) and (10.19) give an approximation of the photon yields at low energy, which may be noted  $\mathcal{N}_{\gamma, \text{LE}}(E)$ , while Eq. (10.20) is accurate

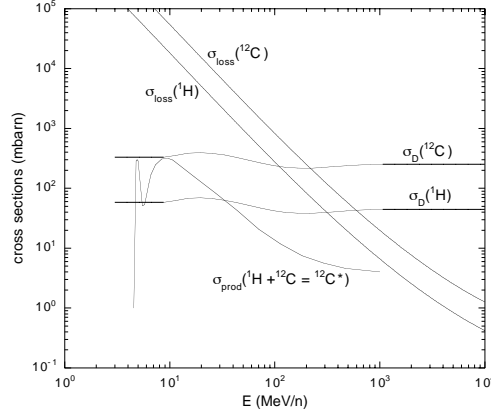


FIG. 10.12 – Comparison of the total inelastic cross section (nuclear destruction) and the energy loss cross section for  $^{12}\text{C}$  and  $^1\text{H}$ . The  $^{12}\text{C}$  excitation cross section is also shown for comparison.

for the high energy limit,  $\mathcal{N}_{\gamma,\text{HE}}(E)$ . One can then propose an approached formula valid in the whole energy range :

$$\mathcal{N}_{\gamma}(E) = [\mathcal{N}_{\gamma,\text{LE}}(E)^{-1} + \mathcal{N}_{\gamma,\text{HE}}(E)^{-1}]^{-1}. \quad (10.21)$$

In Fig. 10.13, the various above approached formulæ are compared with the results of the previous section for the reactions  $^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C}^*$  and  $^{16}\text{O} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O}^*$ . As can be seen, the various approximations give reasonably good results in their respective energy range. However, it should be stressed that except for the high energy, the accuracy of our formulæ depends essentially on the accuracy of the cross section modeling. Since the real cross sections do *not* follow the simple analytical expression used in Sect. 10.6.1, we cannot expect the analytical photon yields calculated in this section to be accurate to more than a factor of two or so (as we could observe from the whole data set). This can be very problematic when considering gamma-line ratios. Therefore, we strongly recommend to use the results of Sect. 10.5 instead, which are also uncertain, but only insofar as the cross sections are not known. They thus provide the best estimates of individual gamma-ray yields given the present knowledge on the excitation cross sections.

## 10.7 Summary

In this paper, we have presented an easier way to calculate gamma-ray line emission from energetic particle interactions in the ISM. It is based on a simple mathematical transformation whose physical interpretation has been given and which allows one to work with the source spectrum of the EPs rather than the propagated spectrum. Therefore, one does not need to worry about energy-dependent and nucleus-dependent energy losses of the particles, nor about their nuclear destruction in-flight, as they are taken into account once and for all through the calculation of absolute photon yields. The latter are the number of photons produced in each of the nuclear de-excitation lines by a given nucleus injected in the ISM at a given initial energy. These photon yields have been given here for various projectiles contributing to the main  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  and  $^{56}\text{Fe}$  de-excitation lines. Numerical tables and electronic versions of the results are available



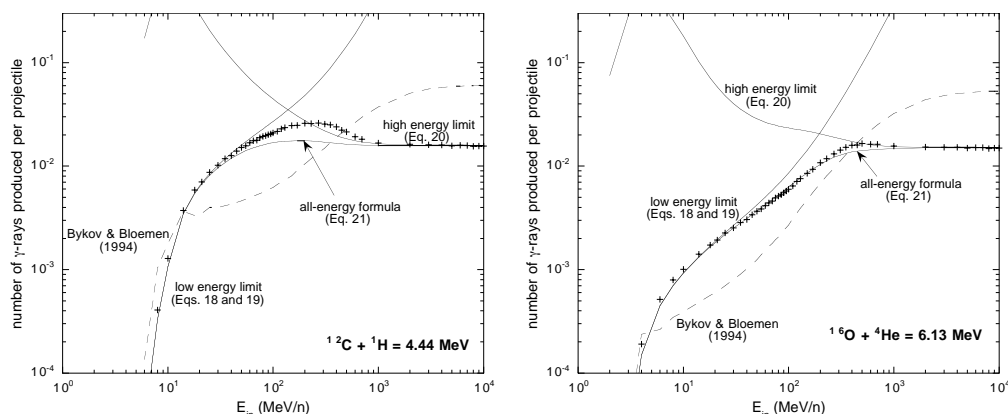


FIG. 10.13 – Comparison of the analytical approximations for the individual gamma-ray yields with the results of Sect. 10.5 (plus signs), for two of the main reactions. The formula of Eq. (10.17) is also shown as a dashed line.

from the authors upon request. These photon yields are to be used instead of the nuclear excitation cross-sections, and might be thought of as ‘effective cross-sections’ taking into account the specific effects of particle propagation in the ISM. They can be used to calculate the  $\gamma$ -ray line emission induced by EPs with any spectrum and any composition in any medium with a metallicity lower than a few tens of the solar metallicity.

In addition to simplifying the calculation of gamma-ray line emission, the individual EP gamma-ray yields also provide a direct, intuitive tool to analyze gamma-ray line data from a phenomenological point of view, and construct an EP source spectrum and composition which could reproduce the intensity of the gamma-ray emission and the various line ratios. The results presented here correspond to a thick target model, which is relevant to most astrophysical situations for EPs of energy lower than a few hundreds of MeV/n. However, the same formalism can be used to calculate the total EP photon yields in a target with any escape length, be it energy-dependent or not. Once these yields have been calculated once, they can be used in any situation with the same escape length, for any particle spectrum and any EP and target compositions.

## Références

- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosm. Acta*, 53, 197  
 Bykov, A.M. and Bloemen, H. 1994, *A&A*, 281, L1  
 Chabot, M., Gardès, D., Kiener, J., et al. 1995a, *Laser and Particle Beams*, 13, 293  
 Chabot, M., Gardès, D., Box, P., et al. 1995b, *Phys. Rev. E*, 51, 4  
 Dyer, P., Bodansky, D., Seamster, A. G., Norman, E. B. & Maxson, D. R. 1981, *Phys. Rev. C*, 23, 1865  
 Dyer, P., Bodansky, D., Leach, D. D., Norman, E. B. & Seamster, A. G. 1985, *Phys. Rev. C*, 32, 1873  
 Hoffmann, D. H. H., Jacoby, J., Laux, W., et al. 1994, *Num. Instr. and Methods in Phys. Res.*, B90, 1  
 Hubert, F., Bimbot, R. & Gauvin, H. 1989, *Num. Instr. and Methods in Phys. Res.*, B36, 357

- Kiener, J. 1994, FORTRAN code for energy losses calculations (private communication)
- Kiener, J., de Sereville, N. & Tatischeff, V. 2001, Phys. Rev. C, 64, 025803
- Lang, F. L., Werntz, C. W., Crannell, C. J., Trombka, J. I. & Chang, C. C. 1987, Phys. Rev. C, 35, 1214
- Lang, K. R. 1999, in Astrophysical Formulæ, 3rd Edition, Vol. 1, p.453
- Lesko, K. T., Norman, E. B., Larimer, R.-M., et al. 1988, Phys. Rev. C, 37, 1808
- Parizot, E. & Lehoucq, R. 1999, A&A, 346, 211
- Ramaty, R., Kozlovsky, B. & Lingenfelter, R. E. 1979, ApJS, 40, 487
- Silberberg, R. & Tsao, C. H. 1990, Phys. Rep. 191, 351



## Chapitre 11

# Rayonnement non-thermique associé aux superbulles

Nous avons indiqué aux chapitres 5 et 7 l'importance astrophysique des superbulles, comme réceptacles privilégiés de la matière éjectée dans le milieu interstellaire par les étoiles massives, mais aussi de l'énergie libérée par les vents stellaires et les explosions de supernova. Nous avons discuté le rôle potentiel que ces superbulles étaient en conséquence appelées à jouer dans la problématique de l'origine du rayonnement cosmique, et nous avons indiqué un certain nombre d'arguments qui laissent entendre que la majeure partie des rayons cosmiques pourraient bien être accélérés à l'intérieur de ces objets. Nous avons d'ailleurs développé une théorie préliminaire de l'accélération au sein des superbulles et fait valoir, au chapitre 8, l'importance des effets collectifs d'accélération qui distinguent radicalement ces structures des restes de supernova isolés étudiés pour eux-mêmes ou dans le cadre de l'hypothèse SNR pour l'origine du rayonnement cosmique.

Dans ce chapitre, nous étudions quel type de rayonnement non-thermique, notamment X et gamma, pourrait accompagner l'accélération des particules au sein des superbulles, et témoigner réciproquement de ses caractéristiques principales.

### 11.1 Rayonnement gamma-nucléaire des superbulles

Dans la mesure où nous pressentons que les superbulles offrent un environnement privilégié pour l'accélération des particules, il est naturel de s'interroger sur les contraintes que pourraient apporter l'astronomie non-thermique au mécanisme d'accélération lui-même, et plus généralement à l'hypothèse d'une concentration particulièrement élevée de rayons cosmiques dans ces objets. Avant cela même, on peut d'ailleurs se demander si les données actuellement disponibles ne mettent pas à mal « l'hypothèse SB », puisqu'il faut bien admettre que les superbulles ne comptent pas parmi les sources traditionnelles de l'astronomie non-thermique.

Les études que nous avons menées montrent en réalité que si les superbulles ne sont effectivement pas des sources de rayonnement particulièrement brillantes (sauf bien sûr par l'émission X thermique du gaz très chaud qu'elles abritent ou le rayonnement  $H_\alpha$  qui permet d'en discerner les contours sans difficulté depuis des décennies), il n'est heureusement ou malheureusement pas possible d'en déduire qu'elles n'accélèrent pas des particules de manière particulièrement efficace. La raison en est que ces sources potentielles sont par nature très vastes et donnent donc lieu à des rayonnements qui

sont soit trop faibles, dans le cas des sources lointaines, soit trop diffus, dans le cas des sources proches, ce qui complique considérablement la détection de rayonnement X ou gamma.

Un bon compromis entre ces deux inconvénients (un faible flux ou une source étendue) semble être atteint pour des superbules situées à des distances de l'ordre de 500 pc. Or, cela tombe bien : il y en a !

### 11.1.1 Le cas des nuages d'Orion

Le cas de la superbulle d'Orion-Éridan est particulièrement intéressant parce que l'activité des étoiles massives y est connue pour être très intense. Il faut sans doute rappeler également que l'instrument COMPTEL avait, un temps (suffisamment long pour que j'y consacre une bonne partie de ma thèse;-) ), rapporté la détection d'un rayonnement gamma très intense en provenance du complexe moléculaire d'Orion. Celle-ci avait suscité un nombre incalculable de travaux (dont ma thèse, donc), avant d'être finalement retirée par l'équipe en charge des données, après qu'elle eut reconnu l'existence d'une raie instrumentale mal modélisée. L'étonnante corrélation de la fausse émission avec le contour des nuages d'Orion laisse cependant d'aucuns imaginer qu'il pourrait tout de même y avoir eu, sous ces données, un certain fond de vérité, qui finira peut-être par resurgir à la faveur de progrès instrumentaux à venir. Qui sait ?

Tout au moins avons-nous souhaité calculer, sans préjuger en rien de la situation expérimentale, quels flux notre modèle de superbules était capable de prédire pour les raies gamma-nucléaires produites lors de l'interaction des particules énergétiques accélérées dans cet environnement avec la coquille de la superbulle et les nuages moléculaires voisins. C'est le résultat de cette étude que nous présentons au paragraphe 11.2. Il indique que, même dans une hypothèse haute pour l'efficacité d'accélération dans les superbules, les flux gamma attendus sont trop faibles pour avoir dû être détectés par les expériences précédentes. Ceci disqualifie toute objection au modèle superbulle qui serait formulée sur la base d'une non détection de l'émission gamma associée aux particules énergétiques. En revanche, les flux prédits sont relativement proches de la sensibilité des instruments actuels, et laisse donc ouverte la perspective de détecter un jour prochain ce type d'émission, et de contraindre ainsi, par l'observation cette fois, les mécanismes d'accélération dont nous avons longuement parlé au chapitre 8.

### 11.1.2 Le cas de Per OB2

Une autre superbulle digne de l'intérêt des astronomes gamma est celle qui se trouve associée à l'activité des étoiles massives de l'association Per OB2, dans la constellation de Persée. Cette association OB, également très proche, n'est pas spécialement active en ce moment, et nous n'eussions point pensé à en faire une cible d'observation privilégiée si nous n'avions été mis en alerte par une observation troublante faisant état d'un rapport  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$  considérablement plus élevé que dans le milieu interstellaire ordinaire sur la ligne de visée d'une des étoiles de cette association. Selon les auteurs de cette observation, une telle anomalie isotopique devait s'expliquer par la production locale d'un nombre considérable de noyaux Li, sous un rapport d'abondance isotopique voisin de celui prédit pour les mécanismes spallatifs.

L'idée que les superbules puissent donner lieu à des processus de spallation intense n'est pas nouvelle pour nous, puisque nous en avons fait au chapitre 7 un argument

essentiel à prendre en compte dans toute étude phénoménologique du rayonnement cosmique. Il était ainsi tout à fait plausible, dans le cadre de nos modèles, que l'enrichissement considérable en Li observé au voisinage de Per OB2 ne soit que la signature d'une accélération particulièrement efficace de particules de relativement basse énergie. Or ces particules, bien entendu, devraient être capable, en plus des réactions de spallation dont nous avons la preuve indirecte, d'induire des réactions d'excitation nucléaire dont il serait bienvenu qu'on en puisse détecter l'émission correspondante, par exemple grâce à INTEGRAL. L'avantage de la détection d'une anomalie isotopique sur le lithium – un des principaux produits de spallation –, est qu'elle nous permet de normaliser les flux toujours incertains des particules énergétiques accélérées dans la superbulle en remarquant tout simplement qu'ils doivent être juste assez nombreux pour avoir produit la quantité de lithium nécessaire à la modification observée du rapport  $^6\text{Li}/^7\text{Li}$ . Si les mêmes particules produisent le Li et les raies gamma, il n'y a plus alors qu'à comparer les sections efficaces respectives pour prédire les flux susceptibles d'être observés par INTEGRAL.

C'est que nous avons fait, en calculant également le flux du rayonnement X associé (raies et continuum), afin de soumettre une proposition d'observation qui fut malheureusement rejetée. Nous décrirons néanmoins ces calculs au paragraphe 11.3, car ils illustrent bien, sur un exemple concret, l'interconnexion des différentes problématiques en astrophysique, et en particulier le lien qui s'établit naturellement entre le rayonnement cosmique, la nucléosynthèse des éléments légers et l'astronomie gamma (cf. chapitres. 7 et 10).

Signalons encore que les flux gamma attendus en provenance de Per OB2 sont assez voisins des limites actuelles de détection, et laissent augurer d'un bel avenir pour l'astronomie non-thermique des superbulles. De fait, ce type de sources fait aujourd'hui l'objet d'une attention particulièrement vive de la part d'un grand nombre d'observateurs, en X et en gamma, bien sûr, mais aussi dans des domaines plus traditionnels de l'astronomie. Outre l'émission d'ensemble associée aux particules énergétiques accélérées localement, dont il semble que l'idée en soit devenue de plus en plus populaire au cours de ces dernières années, on y cherche aussi la présence de restes de supernova, afin d'en étudier, notamment, le mode d'expansion spécifique qu'ils développent dans ce type d'environnement. Nous avons décrit en détail, sur le plan théorique, comment les choses nous semblaient devoir se passer (cf. chapitre 8). Aussi sommes-nous particulièrement attentifs aux développements observationnels dans ce domaine...

## 11.2 Prédiction de flux gamma en provenance d'Orion

Tiré de notre article : *Gamma-Ray Line Emission from Superbubbles* (Parizot & Knödlseider, 1999 ; *Astrophys. Lett. and Comm.*, 38, 345)

### 11.2.1 Introduction

The claim for a detection by COMPTEL (Bloemen et al. 1994) of an intense flux of 3-7 MeV gamma-rays from the Orion molecular complex, attributed most naturally to  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  de-excitation lines, has led many authors to re-consider the nature and impact of energetic particles (EPs) in the interstellar medium (ISM). Although re-analysis of COMPTEL data suggests now that the observed emission was an instrumental artefact (Bloemen, these proceedings), the former "detection" raised the question about

the possible existence of a low-energy, C and O enriched cosmic-ray component. Indeed, independent of the COMPTEL result, new observations relating to the Be and B abundances in the early Galaxy support the existence of such a component (e.g. Gilmore et al. 1992; Duncan et al. 1992; Cassé et al. 1995). A mechanism revived to explain low-energy C and O rich cosmic-rays has been the acceleration of particles in a superbubble resulting from the intense energetic activity of an OB association inside a molecular cloud (Bykov & Bloemen 1994; Parizot 1998). Strong stellar winds and supernova (SN) explosions fill the superbubble with both energy and enriched material to be accelerated by the numerous secondary shocks and by magnetic turbulence resulting from the interaction of shock waves (from winds and SNe) with each other and with dense clumps inside the bubble (Bykov & Toptygin 1990; Bykov & Fleishman 1992). The resulting energy spectrum is expected to be very hard ( $\propto E^{-1}$ ) up to a cut-off energy,  $E_0$ , of  $\sim 100$  MeV/n. As for the chemical composition of the EPs, it is clearly related to the composition of stellar winds and SN ejecta, although some contamination by swept-up and/or evaporated material is likely to occur.

In this paper we calculate the  $\gamma$ -ray line emission associated with such a scenario. As we believe that the Orion complex associated with the Orion-Eridanus superbubble represents the most favoured target for a detection, we normalise our results to the distance of Orion (450 pc) and the stellar content as inferred from observations of the Orion OB1 association (Brown et al. 1994).

### 11.2.2 Basic ingredients of the model

The first step in our model calculation consists in the evaluation of the enrichment of the superbubble by stellar winds and SN ejecta as a function of bubble age. For this purpose we follow the evolution of a coevally formed OB association, characterised by an IMF of slope  $\Gamma$ . The enrichment is calculated using the stellar yield compilation of Portinari et al. (1998) who combined the Padova stellar evolutionary models with SN models of Woosley & Weaver (1995). Additionally, yields for the production of radioactive  $^{26}\text{Al}$  have been taken from Meynet et al. (1997), Woosley & Weaver (1995), and Woosley et al. (1995). To determine the parameters of the superbubble “blown” by the association, we derive the time dependent mechanical luminosity of the OB association from the evolutionary tracks of the Padova group. Using this luminosity, we solve the dynamical equation for a spherical, homogeneous bubble (e.g. Shull & Saken 1995). The characteristic density and temperature of the bubble interior is dominated by the “mass loading” from evaporated gas off the shell. This mass loading dilutes the bubble interior with ambient ISM material which we assume to have solar composition. We calculate the conductive mass evaporation from the shell into the bubble by solving the equation of classical, unsaturated conductivity (e.g. Shull & Saken 1995). Even if we disposed of reliable stellar evolutionary tracks giving the composition of the winds and the SN ejecta, we would still have to evaluate the mixing of the ejecta with the evaporated ISM. To avoid such a hazardous attempt, we consider two extreme scenarios, in which the EPs are made of the stellar ejecta alone (models P), or a perfect mixture of the ejecta and the evaporated ambient material (models D).

The second step of our calculation consists in accelerating the enriched material within the superbubble assuming a constant acceleration rate during a time  $\tau_0$  following each SN explosion. The EP spectrum is thus normalised so that the energy injection rate  $\dot{E}$  is equal to  $E_{\text{SN}}/\tau_0$ , where  $E_{\text{SN}} \equiv 10^{51}$  erg is the SN energy. To calculate the time scale  $\tau_0$ , we assume that each new supernova influences and provides energy to a region of size  $L$  around its explosion site, in which particles are accelerated with an

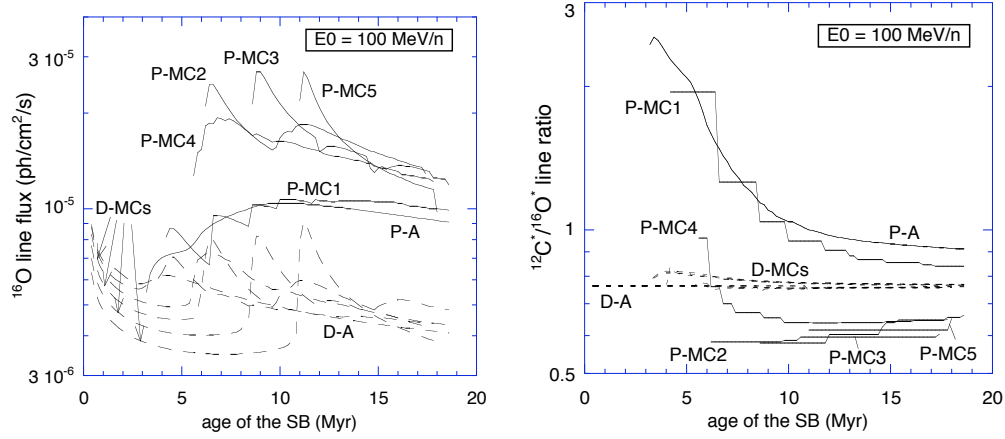


FIG. 11.1 – Orion-Eridanus superbubble evolution assuming  $\Gamma = -1.7$  and 53 stars in the mass interval  $4\text{--}15 M_{\odot}$  (Brown et al. 1994). The leading letter indicates if pure (P) or fully mixed (D) ejecta were accelerated. Subsequent letters indicate analytic (A) or Monte Carlo simulated (MC) stellar populations.

efficiency  $\eta \sim 10^{-3}$  (Bykov and Fleishman 1992; Parizot 1998). Further assuming that the extension of the region in which particles are accelerated increases as  $L = v_A t$ , where  $v_A \simeq 200 \text{ km/s}$  is the Alfvén velocity, we find that the total energy injected in the form of EPs after time  $t = \tau_0$  is  $E_{\text{EP}} = \eta n_b \frac{4}{3} \pi v_A^3 \tau_0^3 \langle E \rangle$ , where  $\langle E \rangle$  is the mean EP energy, averaged over the assumed spectrum, and  $n_b$  is the density of the superbubble interior. Equating  $E_{\text{EP}}$  to  $E_{\text{SN}}$ , we obtain an estimate for  $\tau_0$ , which we then use to normalise the EP spectrum and thus the  $\gamma$ -ray fluxes. For typical values of  $\langle E \rangle = 100 \text{ MeV/n}$  and  $n_b = 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ , we obtain  $\tau_0 \sim 10^5$  years, corresponding to an acceleration power of  $\sim 3 \times 10^{38} \text{ erg/s}$ . As argued by Bykov and Fleishman (1992), the energy spectrum of the EPs depends on their feedback over the magnetic turbulence and the shock waves system inside the bubble. Any detailed calculation of this spectrum being out of the scope of this paper, we consider here the cut-off energy,  $E_0$ , as a free parameter with values in the range  $3 - 3000 \text{ MeV/n}$ .

### 11.2.3 Application to Orion and discussion

The evolution of the Orion-Eridanus superbubble composition and the predicted  $\gamma$ -ray line emission is summarised in Fig. 11.1. On the one hand we populated the IMF using Monte Carlo samples that are compatible with the present Orion population (Brown et al. 1994). On the other hand we studied the academic case of an ‘analytic’ stellar population where the IMF is densely populated by ‘fractional’ stars. While the latter case provides the average  $\gamma$ -ray line emission, the Monte Carlo sampling gives us the possible scatter around this average.

Our models predict 4.44 and 6.13 MeV  $\gamma$ -ray line fluxes of the order of a few  $10^{-5} \text{ ph}/\text{cm}^2/\text{s}$ , i.e. around the expected threshold of SPI for broadened lines (Jean 1996). We want to emphasise that this value is only an order of magnitude estimate due to the intrinsic uncertainties in our simplified model. Nevertheless, the result indicates that Orion is still an interesting target for the observation of  $\gamma$ -ray excitation lines due



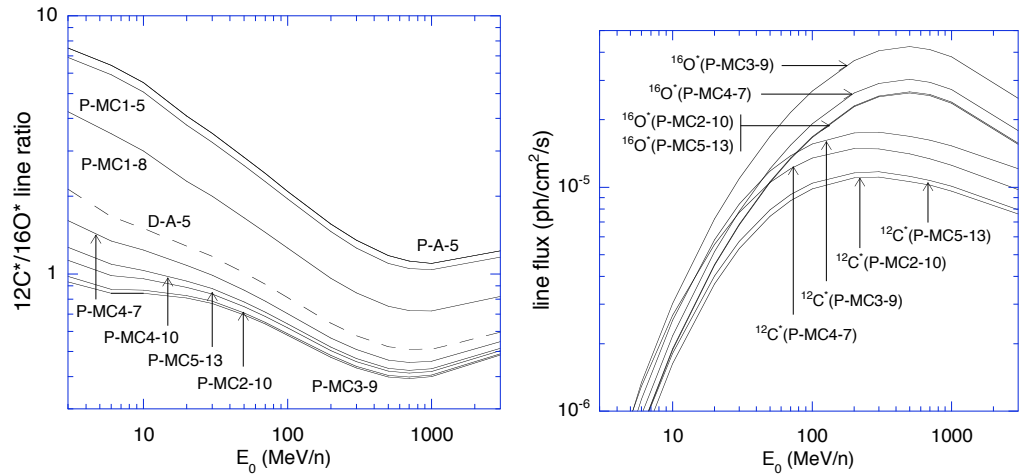


FIG. 11.2 –  $\gamma$ -ray line fluxes and  $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$  line ratio as function of cut-off energy  $E_0$  for different association ages  $t_6$  ( $\equiv 10^6$  years; labelled by an additional ‘- $t_6$ ’).

to its proximity and star formation activity. Our model predicts an  $^{26}\text{Al}$  production around  $10^{-4} M_{\odot}$ , corresponding to 1.809 MeV line fluxes of  $\sim 6 \cdot 10^{-6}$  ph/cm<sup>2</sup>/s. This is compatible with the upper limit of COMPTEL (Oberlack et al. 1995), and again is at the detection threshold of SPI. In particular, the observation of either the 1.809 MeV line or the excitation lines (or both) will severely constrain the model parameters and hence provide important information about shock induced particle acceleration.

Among the most interesting observables is the  $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$  line ratio. For ejecta mixed with the evaporated ISM, the ratio is always very close to the *solar value* ( $\sim 0.76$  for  $E_0 = 100$  MeV/n). For pure ejecta, this ratio may deviate significantly from the solar value, with values depending on the presence of a very massive star ( $M \geq 50 M_{\odot}$ ) in the association (like in simulation MC1). However,  $^{12}\text{C}^*/^{16}\text{O}^*$  is also very sensitive to the cut-off energy  $E_0$  due to the different energy dependencies of the excitation cross sections (cf. Fig. 11.2). Additionally, for  $E_0 < 20$  MeV/n the acceleration time scale  $\tau_0$  becomes too long, and hence the injection power too small, for significant  $\gamma$ -ray line emission. The ambiguity of interpreting a given line ratio from the 3D-space of parameters ( $E_0$ , association age, dilution) may be removed by jointly studying additional line ratios, e.g.  $\text{LiBe}^*/^{16}\text{O}^*$  (where LiBe\* refers to the so-called Li-Be feature around 450 keV). We will discuss the expected correlations in a separate paper where we also give more detailed information about the modelling procedure.

### 11.3 Prédiction de flux X et gamma en provenance de Per OB2

Tiré de notre proposition d’observation pour INTEGRAL : *X-ray and  $\gamma$ -ray counterpart of the observed spallation activity in the Per OB2 Cloud* : E. Parizot, V. Tatischeff, M. Cassé, B. Cordier, P. Jean, J. Kiener, J. Knödseder, R. Lehoucq, A. Marcowith, R. Ramaty, E. van der Swaluw, E. Vangioni-Flam

### 11.3.1 Abstract

Recent observations have reported an anomalous Lithium isotopic ratio in the interstellar gas in front of the star *o* Per, which is part of the Per OB2 Cloud, 350 pc away from Earth. This has been attributed to a recent episode of nucleosynthesis, where Li is produced by C and O spallation and  $\alpha + \alpha$  reactions induced by energetic particle interactions. The same energetic particles also produce X-ray and gamma-ray emission through various processes, with an intensity which can be directly derived from the observational data on Li. We propose the observation of the Per OB2 Cloud for 1350 ks, resulting in expected detection levels ranging from  $3\sigma$  to  $11\sigma$  for the  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  and  $^7\text{Li}$ - $^7\text{Be}$  nuclear de-excitation lines (SPI), X-ray continuum around 30 keV (IBIS/ISGRI) and Fe K lines (JEM-X). Such an observation may well be unique and represent a once in a lifetime chance for INTEGRAL to measure the irradiation by low energy cosmic rays. The expected detections will strongly constrain the still unknown energy spectrum and composition of low energy cosmic rays.

### 11.3.2 Introduction

Energetic nuclei in the range 1–100 MeV/n manifest themselves through various types of interactions with the interstellar medium (ISM) : gas heating and ionisation, inverse Bremsstrahlung and recoil electron Bremsstrahlung accompanied by X-ray continuum emission, atomic stripping and recombination accompanied by X-ray line emission, nuclear excitation and spallation reactions. Since the solar modulation effect makes direct observation of these low energy cosmic rays (LECRs) impossible, the above phenomena represent our only chance to get information about their spatial distribution, energy spectrum and chemical composition. This therefore represents an important objective for INTEGRAL instruments.

It is generally thought that OB associations and accompanying superbubbles play an important role as sources of energetic particles in the Galaxy. This is because most of the energy input into the ISM is related to the activity of massive stars, of which  $\sim 90\%$  is found in OB associations (e.g. Higdon et al., 1998). The detection of X- and  $\gamma$ -ray radiation from molecular complexes around OB associations would greatly improve our understanding of cosmic ray origin, at a time when the standard model of diffusive Fermi acceleration at isolated SNR shocks is seriously put into question by both observational and theoretical advances. Particle acceleration inside superbubbles (SBs) represents a promising alternative.

In this proposal, we argue that the indirect observation of LECRs in the Perseus molecular clouds, through X-ray and  $\gamma$ -ray radiation, is possible with SPI, IBIS and JEM-X. In addition to crucial information about CR sources, this would provide a test of the so-called superbubble model for light element nucleosynthesis (e.g. Parizot, 2000). The comparison between various lines and energy bands would also strongly constrain the spectrum and composition of LECRs, which are still unobserved although they could be responsible for most of the gas heating and ionization in the Galaxy. By coupling the INTEGRAL data (in X and  $\gamma$ -rays) with data relating to the ionization and astrochemistry in Perseus, one could hope for a better understanding of the complex energetic processes inside molecular clouds, which are also the key to the understanding of star formation and the associated feedback mechanisms.

The central thread of this proposal is the profound link that exists between the various radiative and nuclear processes induced by energetic particles, notably between nuclear excitation and spallation reactions, as emphasized by Cassé et al. (1995). Indeed

the same energetic particles which produce Li, Be and B (LiBeB) also produce nuclear excitations in the ambient medium, followed by  $\gamma$ -ray line emission (Ramaty et al. 1979). Therefore, identifying Galactic sites of LiBeB nucleosynthesis amounts to identifying sources of  $\gamma$ -ray line emission, potentially detectable by INTEGRAL.

The dominant process for Lithium production at low energy is  $\alpha + \alpha$  reactions, which has a straightforward  $\gamma$ -ray counterpart as a spectral feature around 450 keV, corresponding to the de-excitation of  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^7\text{Be}$  nuclei produced in an excited state at 0.478 and 0.429 MeV, respectively. Nuclear physics indicates that  $\sim 40\%$  of all the  ${}^7\text{Li}$  nuclei produced is accompanied by the emission of a  $\gamma$ -ray photon in the so-called Li-Be feature, independently of the LECR characteristics (Ramaty et al., 1979; Tatischeff et al. 2001). In the following, we make the most of this link between spallation and  $\gamma$ -ray line emission by calculating the expected flux in the Li-Be feature as a direct consequence of the *observed* nucleosynthesis activity in the Perseus molecular complex. This allows us to normalize a typical superbubble model calculation and deduce photon fluxes in other energy ranges, namely the nuclear de-excitation lines of  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$  and  ${}^{56}\text{Fe}$ , the Fe K X-ray lines and the X-ray continuum. Resulting detection levels with SPI, IBIS and JEM-X for each of these spectral features are then derived.

### 11.3.3 Source modelling

Although nuclear de-excitation lines have not yet been detected in the ISM (except from radioactive isotopes), the twin process of LiBeB nucleosynthesis has been extensively studied in the last decade, following some puzzling observations of the Be and B abundances in very metal-poor stars (e.g. Vangioni-Flam et al. 2000). Theoretical investigations have lead to the conclusion that most of the LiBeB in our Galaxy is synthesized in (the vicinity of) superbubbles (SBs) produced by the combined dynamical effect of many supernova explosions and stellar winds (e.g. Parizot and Drury, 1999; Parizot, 2000). One should thus expect most of the  $\gamma$ -ray de-excitation lines in our Galaxy to be produced around the same SBs, and consider SBs in the vicinity of the Sun the most likely targets for INTEGRAL to detect diffuse, LECR-induced  $\gamma$ -ray emission.

Among the *a priori* possible sources, the case of Perseus is unique in that not only it is very nearby ( $\sim 350$  pc), but it shows strong evidence of intense irradiation of the ambient molecular gas by LECRs. This is the first and only place where we see direct evidence of contemporary spallative nucleosynthesis. Indeed, recent measurements by Knauth *et al.* (2000) of the  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$  ratio in the gas in front of the star *o Per* have revealed an exceptionnally low value, about 2, as compared with the meteoritic value, 12.3 (Chaussidon and Robert, 1998). The most natural explanation of such a low  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$  ratio is that the clouds of Perseus have experienced a recent enrichment of  ${}^6\text{Li}$ , strong enough to compete with the Lithium accumulated since the beginning of the Galactic chemical evolution. About 20 times more  ${}^6\text{Li}$  (and most probably  ${}^7\text{Li}$  as well, with the spallation isotopic ratio,  $\sim 2$ ) must have been synthesized in the last few million years than during over 10 billion years of Galactic evolution! Now the only known source of  ${}^6\text{Li}$  in the ISM is from LECR interactions, and this *must* be accompanied by  $\gamma$ -ray line emission.

The general picture of what supposedly happened in Perseus is quite clear, and in keeping with theoretical expectation. Just as in any OB association, the activity of massive stars in the Per OB3 and more recently the Per OB2 associations results in an important release of energy. According to the above-mentioned *superbubble model* for light element nucleosynthesis, a significant fraction of the energy in stellar winds and SN shock waves is imparted to energetic particles (up to 50% at the maximum, after a few

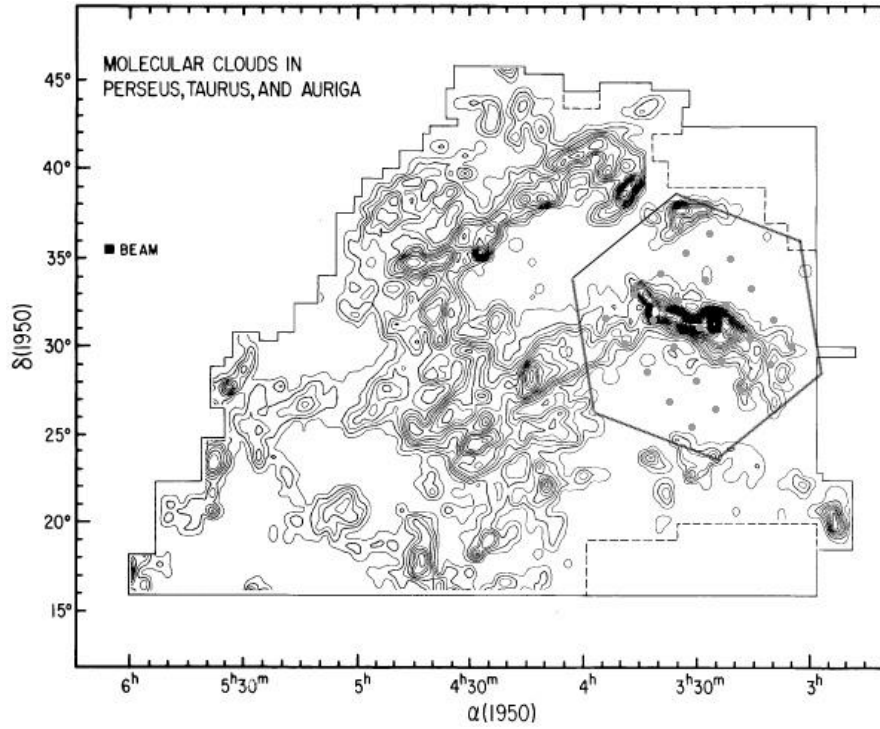


FIG. 11.3 – Velocity-integrated intensity of CO emission of the molecular clouds in Perseus, Taurus and Auriga (Ungerechts and Thaddeus, 1987). The dither pattern requested for SPI is indicated, centered on the Per OB2 Cloud.

Myr; Bykov 1999), which interact with the surrounding matter (principally the parent molecular clouds) to produce Li, Be and B by spallation. The amount of LiBeB produced in this way is consistent with the observational data, and the superbubble model accounts for the current Galactic content in light elements as well as their evolution as a function of metallicity (Parizot and Drury, 1999; Parizot, 2000). Likewise, Knauth et al. (2000) show that the superbubble model is consistent with their observations of the  $^7\text{Li}/^6\text{Li}$  ratio in the Perseus clouds. (Note that the standard ratio measured in front of  $\zeta$  Per is also consistent with the model, since the latter star, with a distance of 300 pc, is in front of the clouds, while  $\sigma$  Per, at 450 pc, is behind them; Sonnentrucker et al. 1999.)

We now use these observations to estimate the total amount of Li recently synthesized in Perseus and deduce the associated emission in the Li-Be feature at  $\sim 450$  keV. We concentrate on the so-called Per OB2 Cloud (IC 348 Cloud, or clouds 8 and 9 in Ungerechts and Thaddeus, 1987), which we expect to be the brightest source (cf Fig. 11.3).

#### 11.3.4 Quantitative model and flux expectations

##### The flux in the Li-Be feature at $\sim 450$ keV

Since we know that  $\sim 40\%$  of the Lithium production is accompanied by  $\gamma$ -ray line emission at  $\sim 450$  keV, we can estimate the emitted fluxes without resorting to the precise modelling of the source (whose energetics remains uncertain), by estimating

directly the number of Li nuclei produced. To do this, we first note that in order for the ambient  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$  ratio to decrease from about 12 to  $\sim 2$ , as observed in front of *o* Per, by the addition of a Lithium component resulting from spallation and  $\alpha + \alpha$  reactions, the total amount of Li produced locally must be at least ten to twenty times larger than the original Li, resulting in a Li/H ratio of  $\gtrsim 3 \cdot 10^{-8}$ . This is consistent with the value reported by Knauth et al. (2000), provided that about 90% of the Li is condensed into grains, which is indeed reasonable given the refractoricity of Lithium (Savage & Sembach, 1996). Now the crucial step consists in estimating the amount of matter concerned about the measured low value of the  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$  ratio.

In front of *o* Per, Knauth et al. (2000) found a total proton column density of  $\sim 1.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . The reported Lithium isotopic ratio represents an average of the Li enrichment over the gas in the entire line of sight. It could thus be due to a very strong enrichment in a small fraction of the column density or to a more moderate enrichment of the whole gas in front of *o* Per. This, however, results in the *same* total number of Li nuclei synthesized. The latter can be estimated by multiplying the above column density by the projected surface of the Per OB2 Cloud ( $36 \text{ deg}^2$  at 350 pc; Ungerechts and Thaddeus, 1987), since according to the superbubble model the acceleration of particles in the vicinity of OB associations occurs on the scale of the parent molecular clouds, not in a localized region. One finds that a total number of  $N_{\text{H}} \simeq 2.1 \cdot 10^{61}$  H atoms are concerned about the low  ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$  isotopic ratio. Note that this amounts to a mass of  $\sim 1.6 \cdot 10^4 M_{\odot}$ , i.e. about 30% of the mass of the Per OB2 clouds. This is consistent with the calculation of the penetration of energetic particles inside dense molecular clouds : in a medium with an average density of  $10 \text{ cm}^{-3}$  ( $5 \cdot 10^4 M_{\odot}$  in a radius of  $\sim 35 \text{ pc}$ ), an  $\alpha$  particle with an initial energy of 10–20 MeV/n can produce a Li nucleus up to  $\sim 10 \text{ pc}$  away from its source, assuming a diffusion coefficient of  $10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  (Parizot, 1998). This ‘irradiation length’ represents indeed 30% of the cloud’s radius.

Given the above Li/H ratio and our estimate for  $N_{\text{H}}$ , one derives a total Li production of  $\sim 6.4 \cdot 10^{53}$  nuclei. Among these, 2/3 are  ${}^7\text{Li}$  nuclei, of which 40% is accompanied by  $\gamma$ -ray emission at  $\sim 450 \text{ keV}$ . This brings the total number of  $\gamma$ -ray photons emitted in the Li-Be feature to  $N_{\gamma}(\text{Li} - \text{Be}) \simeq 1.7 \cdot 10^{53}$ .

The last step towards a determination of the expected  $\gamma$ -ray flux lies in the estimation of the timescale over which these  $1.7 \cdot 10^{53}$  photons are emitted. Clearly, this irradiation timescale,  $\tau_{\text{irrad}}$ , must be smaller than the age of the Per OB2 association, namely 7 Myr (Blaauw 1991), because the latter provides the energy for particle acceleration. Most of the mechanical energy is released as stellar winds and SN explosions towards the end of the life of the most massive stars in the association, i.e. about 3 or 4 Myr after their birth according to the stellar evolution models (e.g. Meynet et al., 1994). This allows us to estimate the irradiation timescale :  $\tau_{\text{irrad}} \sim 4 \text{ Myr}$ . The average  $\gamma$ -ray emission rate from the Perseus clouds is thus  $dN_{\gamma}(\text{Li} - \text{Be})/dt = N_{\gamma}(\text{Li} - \text{Be})/\tau_{\text{irrad}} \simeq 1.3 \cdot 10^{39} \text{ ph/s}$ . Since the source is  $\sim 350 \text{ pc}$  away, this amounts to a flux on Earth of :

$$\Phi_{\gamma}(\text{Li} - \text{Be}) \simeq 9.6 \cdot 10^{-5} \text{ ph/cm}^2/\text{s}. \quad (11.1)$$

### Broad band emission

We show in Fig. 11.4 an illustrative spectrum of the broad band emission that accompanies the production of  $\sim 450 \text{ keV}$  photons in the Li-Be feature. The calculations are performed with the X-ray and  $\gamma$ -ray line codes developed by Tatischeff et al. (1998) and Ramaty et al. (1979), respectively, assuming a steady state thick target interaction model. We considered that LECRs interact with a neutral ambient medium of standard

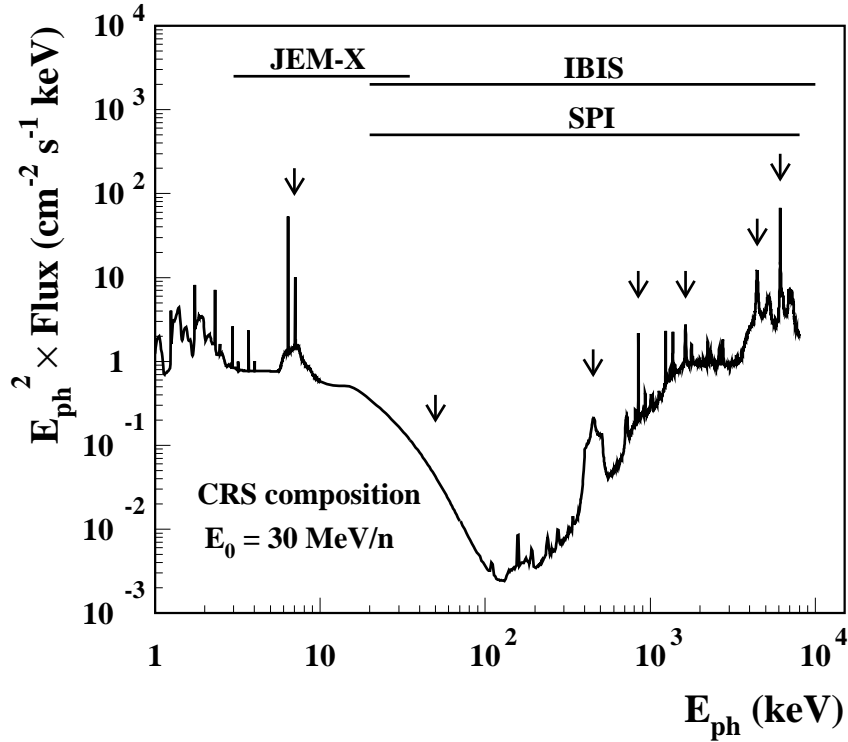


FIG. 11.4 – Broad band emission produced by accelerated ions with cosmic-ray source composition and the energy spectrum indicated in the text with  $E_0 = 30$  MeV/n. The calculation is normalized to the predicted flux of  $10^{-4}$  photons/cm<sup>2</sup>/s in the  $\sim 450$  keV Li-Be feature (see text). The arrows point on characteristic emissions presented in Table 1. Also shown are the energy ranges covered by JEM-X, IBIS and SPI.

ISM composition. Although a local enrichment in freshly synthesized nuclei is possible, this assumption is reasonable given that such enrichment should be marginal on the scale of the Perseus molecular cloud complex. Concerning the composition of the energetic particles, several assumptions are possible depending on the contribution of the stellar and SN ejecta (Ramaty et al., 1996; Parizot et al., 1997; Higdon et al., 1998; Parizot, 2000). In our present estimate, we assume that the energetic particles have the same composition as the standard Galactic cosmic rays at their sources. We performed calculations with an accelerated particle source spectrum in  $E^{-1.5} \exp(-E/E_0)$  (Ramaty et al. 1996).

LECRs produce X-rays by a variety of atomic processes. The broad line features below 10 keV are due to atomic de-excitations in the fast ions following charge exchange (i.e. electron capture) and atomic excitation. The detection of these broad lines would constitute an unequivocal signature of LECRs. Thus, the broad feature between 5.8 and 7.8 keV (see Fig. 11.4 and Table 1) would trace the interactions of  $\sim 10$  MeV/n Fe (Tatischeff et al., 1998). In addition, K-shell vacancy creation in ambient heavy atoms by fast ions of similar energy produce intense narrow X-ray lines also up to about 10 keV, which could allow accurate imaging of the interaction regions. Ions of energies up to a

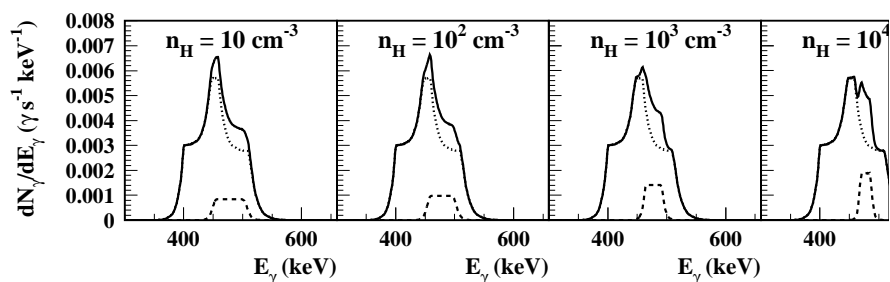


FIG. 11.5 – Gamma-ray line profiles of the Li-Be feature for 4 values of the H density in the interaction region (Tatischeff et al. 2001). The calculation includes both the prompt lines from the reactions  ${}^4\text{He}(\alpha, n\gamma_{0.429}){}^7\text{Be}$  and  ${}^4\text{He}(\alpha, p\gamma_{0.478}){}^7\text{Li}$  (dotted lines) and the delayed line at 0.478 MeV from  ${}^7\text{Be}$  decay (dashed lines).

few hundreds of MeV/nucleon produce X-ray continuum at several tens of keV, whose fluxes critically depend on the spectral shape of the accelerated particles (see Table 1).

The shapes of the nuclear  $\gamma$ -ray lines contain numerous valuable information on the nature of the emitting region (Ramaty et al. 1979). Lines produced in atomic or molecular gas are broadened by the recoil velocity of the excited nuclei, whereas lines produced in dust grains can be very narrow (Lingenfelter & Ramaty 1977) because some of the excited nuclei stop in the grains before de-exciting. A prime candidate is the 847 keV line of  ${}^{56}\text{Fe}$  (ambient Fe is expected to be largely incorporated into dust grains; Savage & Sembach 1996).

The  $\gamma$ -ray line emission at  $\sim 450$  keV is mainly produced from the reactions  ${}^4\text{He}(\alpha, n\gamma_{0.429}){}^7\text{Be}$  and  ${}^4\text{He}(\alpha, p\gamma_{0.478}){}^7\text{Li}$ , with  $\sim 10\%$  contribution from the delayed line emission at 0.478 keV from  ${}^7\text{Be}$  radioactive decay, whose profile depends on the ambient medium density (Tatischeff et al. 2001). The lines blend to form a broad emission feature (FWHM  $\simeq 120$  keV) on top of which is superimposed a narrower component of width  $\sim 20$  keV for  $n_{\text{H}} = 10^2 \text{ cm}^{-3}$  or  $\sim 50$  keV for  $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (see Fig. 11.5).

In summary, observation with INTEGRAL of the broad band emission produced by LECRs would provide for the first time direct information on the composition and spectrum of the accelerated particles, as well as on the physical conditions of the emitting regions (composition, density, spatial and size distributions of dust grains).

### 11.3.5 Technical feasibility

We calculated the required exposure time so that SPI can detect the Li-Be feature, whose estimated flux of  $\sim 10^{-4} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  is essentially independent of the interaction model (§3.1). We modeled the emission by a line at 450 keV with FWHM of 120 keV and required a  $3\sigma$  detection, which should allow us to extract from the spectrum information on the density of the target region, and thus to better understand the propagation of LECRs into molecular clouds. Given the adopted  $5 \times 5$  dither, we obtain from the Observation Time Estimator (OTE)  $t_{\text{OTE}} = 3.7 \times 10^5 \text{ s}$ .

However, this result does not take into account the large spatial extent of the source,  $S = 36 \text{ deg}^2$  (§3.1). We assumed in first approximation that the observation time required for a diffuse emission can be estimated by multiplying  $t_{\text{OTE}}$  (calculated for a point source) by the number of image pixels needed to reconstruct a first image of the extended

emission :

$$P_{SPI} = \frac{S}{R_{SPI}}, \quad (11.2)$$

where  $R_{SPI} \simeq 10 \text{ deg}^2$  is the image pixel solid angle (SPI instrument team, private communication). The required exposure time thus amounts to  $t_{obs} = 1.35 \times 10^6 \text{ s}$ , corresponding to 30  $5 \times 5$  dither scans centered on  $(l, b) = (159^\circ, -20^\circ)$ . Note that this region will not be covered by the Galactic plane scan (Core Programme) for more than  $8.9 \times 10^4$ , which is by far insufficient to reach our scientific goals.

We present in Table 2 calculated detection levels of the main X-ray and  $\gamma$ -ray emissions shown in Figure 2. We took into account the spatial extent of the Per OB2 Cloud by dividing the signal-to-noise ratios obtained from the OTE<sup>1</sup> by  $\sqrt{S/R_{INST}}$ . We estimated  $R_{JEM-X}$  and  $R_{IBIS}$  from the FWHM angular resolution of these instruments :  $R_{JEM-X} \simeq 3' \times 3'$  and  $R_{IBIS} \simeq 12' \times 12'$ .

We see that we expect a good detection of the  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$   $\gamma$ -ray lines, whereas the  $^{20}\text{Ne}$  line should be marginally observed. We also see that ISGRI should be able to provide a detailed image of the source in X-ray continuum at several tens of keV, to be afterwards compared with CO maps of the region (Ungerechts and Thaddeus, 1987). The spectral shape of the X-ray continuum detected with ISGRI would also be very important, as it is directly related to the energy spectrum of the LECRs. In the lowest energy domain, JEM-X is expected to obtain a good quality detection of the nonthermal X-ray emission. In particular, given its energy resolution of  $\sim 1 \text{ keV}$  at  $7 \text{ keV}$ , one could unequivocally distinguish the predicted emission from a thermal one, because of the very large width (FWHM  $\simeq 2 \text{ keV}$ ) of the line feature produced by atomic de-excitations in fast Fe. We emphasize that due to its large field of view as compared with other X-ray observatories such as XMM or Chandra, JEM-X may actually be the best instrument to reveal the nonthermal X-ray emission produced by LECRs.

### 11.3.6 Implications

If INTEGRAL does not detect the X- and  $\gamma$ -ray emission from Perseus, the implications will be extremely important. Since the above estimates are based on observations, this would imply one of the two following possibilities. 1) Contrary to what we assumed in conformity with theoretical expectations, the Li enrichment is very local in front of  $\alpha \text{ Per}$ , not on the cloud's scale. This would require us to find a localized, still unknown source of Li by spallation (because of the low isotopic ratio), and in the mean while to revise the superbubble model in general. 2) The other possibility is that the low Li isotopic ratio is not unusual, but representative of the mean ISM. The exception would then be in fact the high meteoritic value. This would imply a complete revision of the standard model for Li nucleosynthesis, with most of the  $^7\text{Li}$  nuclei being produced by spallation, and additional (but marginal) stellar processes being responsible for localized enrichment in  $^7\text{Li}$ , such as in the pre-solar system or in front of  $\zeta \text{ Per}$  (Knauth et al., 2000)

In any case, the result of the proposed observations will be far reaching, because our flux estimates are based only on observational data and standard models. Therefore, either LECRs will be detected and constrained (in flux, spectrum, composition and distribution) for the first time, or the involved theoretical models for LECR sources and light element nucleosynthesis will have to be revised or abandoned, with the obvious need to propose new ones...

<sup>1</sup>The ambient Fe  $K\alpha$ -line sensitivity is calculated from the JEM-X Observer's Manual, taking into account a 66% loss due to the adopted dither pattern.



## Références

- Blaauw A., 1991, In *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, eds. C. Lada and N. Kylafis, NATO ASI Series C, Vol. 342, 125
- Bykov A. M., 1999, In *LiBeB Cosmic Rays, and Related X- and Gamma-Rays*, eds. R. Ramaty, E. Vangioni-Flam, M. Cassé and K. Olive, ASP Conference Series, Vol. 171., 146
- Cassé M., Lehoucq R., Vangioni-Flam E., 1995, *Nature* 373, 318
- Chaussidon M., Robert F., 1998, *Earth Planet. Sci. Lett.* 164, 577
- Dame T. M., Ungerechts H., Cohen R. S., et al., 1987, *ApJ* 322, 706
- Higdon J. C., Lingenfelter R. E., Ramaty R., 1998, *ApJ* 509, L33
- Knauth D. C., Federman S. R., Lambert D. L., Crane P., 2000, *Nature* 405, 656
- Lingenfelter R. E., Ramaty R., 1977, *ApJ* 211, L19
- Meynet G., Maeder A., Schaller G., Schaerer D., Charbonnel C., 1994, *A&AS* 103, 97
- Parizot E., 1998, *A&A* 331, 726
- Parizot E., 2000, *A&A* 362, 786
- Parizot E., Cassé M., Vangioni-Flam E., 1997, *A&A* 328, 107
- Parizot E., Drury L.O'C., 1999, *A&A* 349, 673
- Ramaty R., Kozlovsky B., Lingenfelter R.E., 1979, *ApJS* 40, 487
- Ramaty R., Kozlovsky B., Lingenfelter R. E., 1996, *ApJ* 456, 525
- Savage B. D., Sembach K. R., 1996, *ARA&A* 34, 279
- Sonnentrucker P., Foing B. H., Breitfellner M., Ehrenfreund P., 1999, *A&A* 346, 936
- Tatischeff V., Ramaty R., Kozlovsky B., 1998, *ApJ* 504, 874
- Tatischeff V. et al., 2001, Proc. of the 4th INTEGRAL Workshop "Exploring the gamma-ray universe", Alicante, ESA Publication
- Ungerechts H., Thaddeus P., 1987, *ApJS* 63, 645
- Vangioni-Flam E., Cassé M., Audouze J., 2000, *Phys. Rep.* 333, 365

Table 1 : Expected important X-ray and  $\gamma$ -ray emissions from energetic particle interactions in the Per OB2 Cloud.

Emission	Energy (keV)	Production processes and line width	Predicted fluxes <sup>a</sup>	
			30 MeV/n	100 MeV/n
Ambient Fe K $\alpha$ -line	6.4	K-shell ionisation in ambient Fe. EW <sup>b</sup> $\simeq$ 400 eV.	130	160
Fast Fe K-lines	5.8-7.8	Electron capture and excitation in fast Fe.	263 <sup>c</sup>	168 <sup>c</sup>
Continuum	30	Mainly from inverse bremsstrahlung.	1.8	12
Continuum	80	SEB <sup>d</sup> and inverse bremsstrahlung.	1.1 $\times$ 10 <sup>-2</sup>	0.53
Li-Be feature	370-540	Mainly from $\alpha + \alpha$ reactions. $\sim$ 10% from <sup>7</sup> Be radioactive decay <sup>e</sup> .	1.0	1.0
<sup>56</sup> Fe $\gamma$ -ray line (grains)	847	p, $\alpha + ^{56}\text{Fe}$ in dust grains. Very narrow line.	0.42	0.78
<sup>20</sup> Ne $\gamma$ -ray line	1610-1660	p, $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ , <sup>24</sup> Mg. FWHM $\simeq$ 30 keV.	0.33	0.38
<sup>12</sup> C $\gamma$ -ray line	4300-4600	p, $\alpha + ^{12}\text{C}$ , <sup>16</sup> O. FWHM $\simeq$ 150 keV.	1.1	1.3
<sup>16</sup> O $\gamma$ -ray line	6000-6250	p, $\alpha + ^{16}\text{O}$ , <sup>20</sup> Ne. $\sim$ 30% in a very narrow component from <sup>16</sup> O in dust grains.	0.62	0.83

<sup>a</sup>For 2 values of the cutoff energy  $E_0$ . Units are 10<sup>-4</sup> photons cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> for line emission and 10<sup>-4</sup> photons cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> keV<sup>-1</sup> for continuum emission.

<sup>b</sup>Equivalent width.

<sup>c</sup>Fluxes in the the narrow K $\alpha$ - and K $\beta$ -lines from ambient Fe are subtracted.

<sup>d</sup>Secondary electron bremsstrahlung.

<sup>e</sup>Line width is discussed in §3.2.

Table 2 : Calculated detection levels of the main X-ray and  $\gamma$ -ray emissions, for  $E_0=30$  MeV/n and an observing time of  $1.35\times 10^6$  s (see text).

Emission	Best instrument	Detection level
Ambient Fe K $\alpha$ -line	JEM-X	5.6 $\sigma$
Continuum at 30 keV	IBIS/ISGRI	7.5 $\sigma$
Li-Be feature	SPI	3.0 $\sigma$
<sup>56</sup> Fe $\gamma$ -ray line (grains)	SPI	11 $\sigma$
<sup>20</sup> Ne $\gamma$ -ray line	SPI	1.7 $\sigma$
<sup>12</sup> C $\gamma$ -ray line	SPI	5.4 $\sigma$
<sup>16</sup> O $\gamma$ -ray line (grains)	SPI	6.3 $\sigma$



## Chapitre 12

# Désintégration des positrons dans le bulbe galactique

Dans ce chapitre et le suivant, nous nous intéressons à deux aspects de la phénoménologie des sursauts gamma qui pourraient avoir des conséquences intéressantes sur la problématique générale du rayonnement cosmique. L'une et l'autre de ces études fournissent en effet des contraintes à la fois sur la fréquence d'explosion des sursauts gamma dans notre galaxie et sur leur intensité effective (c'est-à-dire corrigée de la collimation), qui sont deux paramètres déterminants pour qualifier ou disqualifier ces objets comme sources du rayonnement cosmique. Le modèle décrit ci-dessous fait intervenir des sursauts gamma galactiques pour expliquer l'émission de photons de désintégration des positrons dans le bulbe galactique. Outre les contraintes qu'il apporte sur les modèles de sursauts gamma, il permet de faire des prédictions quant à la possible détection de raies à 511 keV dans quelques superbules galactiques, ou tout du moins dans leur coquilles.

Nous reproduisons ici notre article : Parizot, Cassé, Lehoucq & Paul, 2005, A&A, 432, 889.

### GRBs and the 511 keV emission of the Galactic bulge

We consider the phenomenology of the 511 keV emission in the Galactic bulge, as recently observed by INTEGRAL, and propose a model in which the positrons are produced by gamma-ray bursts (GRB) associated with mini-starbursts in the central molecular zone (CMZ). We show that the positrons can easily diffuse across the bulge on timescales of  $\sim 10^7$  yr, and that their injection rate by GRBs is compatible with the observed fluxes if the mean time between two GRBs in the bulge is  $\sim 8 \cdot 10^4 \text{ yr} \times (E_{\text{GRB}}/10^{51} \text{ erg})$ . We also explain the low disk-to-bulge emission ratio by noting that positrons from GRBs in the Galactic disk should be annihilated on timescales of  $\lesssim 10^4$  yr in the dense shell of the underlying supernova remnant, after the radiative transition, while the remnants of GRBs occurring in the hot, low-density medium produced by recurrent starbursts in the CMZ become subsonic before they can form a radiative shell, allowing the positrons to escape and fill the whole Galactic bulge. If the mean time between GRBs is smaller than  $\sim 10^4 E_{51} \text{ yr}$ , INTEGRAL should be able to detect the (locali-

zed) 511 keV emission associated with one or a few GRB explosions in the disk.

## 12.1 Introduction

The region around the Galactic Center (GC) has been known for almost three decades to be an intense source of  $e^+e^-$  annihilation emission (Paul 2004). Recent observations with the gamma-ray satellite INTEGRAL confirmed the integrated flux level reported by previous experiments, namely  $\sim 10^{-3} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , and provided improved spectral resolution of the 511 keV line as well as important constraints on the angular size of the emitting region (Weidenspointner, 2004). The available data are not compatible with a single point source and are well modeled by a spherically symmetric Gaussian emission profile centered on the GC, with FWHM between  $6^\circ$  and  $11^\circ$ , corresponding to a radius between 500 and 800 pc, as would result if positrons were filling a large fraction of the Galactic bulge. While a model including four point sources or more is still compatible with the data, no evidence of such localized emission has been found. Therefore, waiting for improved constraints on the emission map, we shall assume that the data can be interpreted as a diffuse  $e^+e^-$  annihilation radiation from positrons distributed all over the Galactic bulge.

The phenomenology of the 511 keV emission comprises two *a priori* distinct aspects : i) the source of the positrons responsible for such an intense radiation, corresponding to  $\sim 1.3 \cdot 10^{43}$  annihilations per second, and ii) their spatial distribution at annihilation. In a recent study, Boehm et al. (2004) assume that positrons in the Galactic bulge diffuse with a very low diffusion coefficient and essentially remain where they are produced, so that the emission map directly relates to the source distribution. Positrons produced throughout the Galactic bulge by the annihilation of some unknown low-mass dark matter particles could then in principle explain the data (Boehm et al., 2004). Most recently, Bertone et al. (2004) considered gamma-ray bursts (GRBs) as the possible source of the indirectly observed positrons. Since they also assume Bohm-like diffusion, they have to distribute the GRBs all over the bulge. This does not seem reasonable, however, because the bulge is essentially devoid of the massive stars that are believed to be associated with the GRBs (Zhang & Mészáros, 2004).

In this paper we consider positron transport from a more general point of view and propose a scenario where positrons are injected episodically by GRBs in the innermost region of the Galaxy, and diffuse throughout the bulge before they are annihilated in the ambient, low-density gas. We also address an apparent paradox which is an important part of the phenomenology of the Galactic 511 keV diffuse emission : if the production of positrons is somehow related to the activity of massive stars (via  $\beta^+$  nuclei produced by explosive nucleosynthesis episodes or ejected by stellar winds, Schanne et al., 2004 and references therein, or in association with GRBs), then why do we see the 511 keV line from the Galactic bulge and not from the disk, or from the molecular ring where many massive stars concentrate, between 4 and 5 kpc from the GC, or from the very active and nearby Cygnus region, which has also been surveyed by INTEGRAL? Likewise, if the positrons are produced by cosmic-ray interactions in the interstellar medium (ISM), the emission should in principle be distributed throughout the disk with a possible increased flux around superbubbles and the main nearby stellar nurseries. In the model proposed here, this paradox finds a natural solution related to the different ISM environments around GRBs in the Galactic center and in the disk, without additional assumptions about source distribution or particle transport.

## 12.2 Diffuse emission and positron transport

### 12.2.1 Relevant timescales

The spatial distribution of the positrons when they are annihilated depends on their transport properties as well as their lifetime in the Galactic bulge environment. In the case of positrons injected with energies lower than  $\sim 100$  MeV, the magnetic field and the photon field in the bulge are too low for synchrotron and inverse Compton energy losses to dominate. Bremsstrahlung is also negligible and the main energy loss process is associated with Coulombian interactions in the ambient plasma. The corresponding energy loss time,  $\tau_{\text{loss}}$ , depends on the positron energy, the gas density,  $n_0$ , and its degree of ionization. For positrons between 1 and 100 MeV, one finds  $\tau_{\text{loss}} \sim 10^5 n_0^{-1} \text{yr}$ , within a factor of 2 or so, where  $n_0$  is in  $\text{cm}^{-3}$ . The gas density in the bulge is poorly known, although probably much lower than in the disk. We shall assume here  $n_{\text{bulge}} \sim 10^{-2} \text{cm}^{-3}$ , so that  $\tau_{\text{loss}} \sim 10^7 \text{yr}$ .

When the positrons reach energies of a few tens of eV or below, they can either be annihilated directly by ambient electrons (free or inside H atoms) or form a positronium by charge exchange or radiative capture. The annihilation timescale depends on the gas temperature and density, and can have very different values, from  $\tau_{\text{ann}} \sim 10^3 \text{yr}$  in molecular clouds to  $\tau_{\text{ann}} \sim 10^8 \text{yr}$  in the hot ISM, with values around  $10^5 \text{yr}$  in the typical warm ISM where most positrons seem to be annihilated (as indicated by the positronium fraction; Paul, 2004). For the problem considered here, this timescale is not crucial, because the positrons having reached such low velocities should be more or less tied to the ambient plasma. The distribution of positrons in the bulge is thus expected to be roughly the same as that achieved after a few  $\tau_{\text{loss}}$ . The only important point is that  $\tau_{\text{loss}} + \tau_{\text{ann}} \geq \Delta t_{\text{inj}}$ , where  $\Delta t_{\text{inj}}$  is the timescale between events injecting positrons into the bulge, so that a steady state can develop. This condition is already ensured by the long energy loss time, independently of  $\tau_{\text{ann}}$ .

### 12.2.2 Diffusion coefficients

As recalled in the Introduction, positron transport in the bulge can be reduced to a minimum and even totally ignored if one assumes Bohm diffusion, where the typical mean free path of the particles is comparable to their gyroradius in the underlying regular (or long wavelength) magnetic field,  $r_g = p/qB \simeq 3.3 \times 10^9 E_{\text{MeV}} B_{\mu\text{G}}^{-1} \text{cm}$ . The diffusion coefficient therefore reads  $D_{\text{Bohm}} \equiv \frac{1}{3} r_g v \simeq 3.3 \times 10^{19} E_{\text{MeV}} B_{\mu\text{G}}^{-1} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  for relativistic positrons, and the distance travelled during  $\tau_{\text{loss}}$  is less than a pc, even for initial energies of 100 MeV (cf. Boehm et al., 2004).

It should be stressed, however, that the Bohm diffusion regime is not likely to hold in the Galactic bulge, especially for positrons with gyroradii much smaller than the coherence length of the magnetic field. While the Bohm regime is often postulated in order to ensure efficient particle acceleration at the supernova remnant shock, it is most probably realized there (if at all!) owing to self-generated magnetic turbulence associated with the shock itself and the locally accelerated cosmic-rays. However, in the standard ISM hosting a typically Kolmogorov-like turbulence, the diffusion coefficient will always be much larger than  $D_{\text{B}}$ , allowing positrons to travel much larger distances.

According to the quasilinear theory of resonant diffusion in inhomogeneous magnetic fields, the diffusion coefficient for particles with gyroradii much smaller than the maximum wavelength of MHD perturbations can be written as  $D(E) \sim D_{\text{B}} (r_g / \lambda_{\text{max}})^{1-\beta} \eta^{-1}$ , where  $\eta \equiv \delta B / B$  and  $\beta$  indicates how the magnetic energy is distributed among wave-

numbers :  $w(k) \propto k^{-\beta}$  (e.g. Berezhinsky et al., 1990). Note also that  $\lambda_{\max}$  comes in via the field normalization at the resonant scale. For a Kolmogorov turbulence spectrum,  $\beta = 5/3$  and the quasilinear diffusion coefficient is

$$D_{\text{ql}}(E) \simeq 3 \cdot 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \times E_{\text{MeV}}^{1/3} B_{\mu\text{G}}^{-1/3} \eta^{-1} \left( \frac{\lambda_{\max}}{1 \text{ kpc}} \right)^{2/3}, \quad (12.1)$$

which is many orders of magnitude larger than the Bohm diffusion coefficient, even if  $\eta \simeq 1$ , as expected during the periods of activity in the CMZ. In principle, the above theory only applies in the case of a one-dimensional turbulence with a low level of turbulence ( $\delta B/B \ll 1$ ). However, it provides a sufficiently reliable estimate for the order of magnitude calculations of the present paper. Besides, numerical diffusion experiments show excellent agreement between expected and simulated diffusion coefficients (Casse et al., 2002; Parizot, 2004).

With the above diffusion coefficient, the distance travelled by the positrons during  $\tau_{\text{loss}}$  would be

$$\begin{aligned} \Delta R_{\text{ql}} &\simeq \sqrt{6 D_{\text{ql}} \tau_{\text{loss}}} \simeq 550 \text{ pc} \times \eta^{-\frac{1}{2}} \left( \frac{E}{1 \text{ MeV}} \right)^{\frac{1}{6}} \\ &\times \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^{-\frac{1}{6}} \left( \frac{\lambda_{\max}}{1 \text{ kpc}} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{n_0}{10^{-2} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}}, \end{aligned} \quad (12.2)$$

which is quite comparable to the extension of the 511 keV emission reported by INTEGRAL, even for  $\eta \sim 1$ .

It is worth noting also that a superbubble-like environment should develop in the Galactic bulge during the mini-starburst phases when most positrons should be produced (see below). Therefore, turbulent transport may be expected to prevail, so that the relevant diffusion coefficient would have a lower limit at a value of order  $D_{\text{turb}} \sim u \lambda_{\max}$ . Assuming typical (root mean square) turbulent velocities of the order of  $u \sim 100 - 300 \text{ km s}^{-1}$  over scales of  $100 - 30 \text{ pc}$ , respectively, one gets  $D_{\text{turb}} \sim 3 \cdot 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , and a corresponding diffusion radius after  $\tau_{\text{loss}}$  of the order of :

$$\Delta R_{\text{turb}} \simeq 800 \text{ pc} \times \left( \frac{n_0}{10^{-2} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (12.3)$$

independently of the positron initial energy and magnetic field structure.

We conclude that the typical distances travelled by positrons in the Galactic bulge before they are annihilated are in general much larger than under the unrealistic assumption of Bohm diffusion, and in good agreement with the extension of the observed annihilation emission. In other words, it is probable that the positrons were injected by one or a few sources in a much smaller region around the Galactic center, e.g. in the so-called Central Molecular Zone where massive stars form, evolve and explode.

Note that the transport of low-energy positrons in the Galactic bulge may still be different from the above estimate, because resonant diffusion does not apply if the particle's gyroradius is smaller than the minimum wavelength of the magnetic perturbations. Turbulent wavelengths ranging at least from  $10^8$  to  $10^{20} \text{ cm}$  have been reported in the nearby ( $\lesssim 1 \text{ kpc}$ ) ISM (Armstrong et al., 1995), but it is not known whether the situation in the low-density Galactic bulge is similar, or if the turbulence can extend down to even lower wavelengths. If the magnetic field inhomogeneities roughly follow the electron density fluctuations, the relevant minimum scale could be comparable to the *ion inertial*

length,  $\lambda_i = v_A/\Omega_i$ , where  $v_A$  is the Alfvén speed and  $\Omega_i$  the ion cyclotron frequency, or to the *ion Larmor radius*,  $r_i = v_{th}/\Omega_i$ , whichever is largest (e.g. Spangler & Gwinn, 1990). In this case, positrons would remain resonant down to energies  $m_p/m_e \sim 1800$  times larger than the thermal energy, i.e. around 1 or 2 keV if the inferred annihilation temperature,  $T \simeq 10^4$  K, is assumed (e.g. Paul, 2004). At such low energies, positrons are not expected to freely escape from the Galactic bulge. In any case, the requirement that the positrons remain in the Galactic bulge before they are annihilated is common to all models, and one may simply reverse the argument and claim that, although the transport conditions are not well known (mostly because of uncertainties about the gas density and magnetic field structure), they must be such that the positrons do not escape freely. The above argument indicates that this is indeed reasonable.

## 12.3 The source of Galactic bulge positrons

### 12.3.1 Bulge-to-disk ratio and intermittency

As recalled in Sect. 16.3, while the annihilation of putative low-mass dark matter particles could be a source of positrons in the Galactic bulge (Boehm et al., 2004), common astrophysical sources in the ISM are generally associated with cosmic rays and stellar activity. However, it seems that the production of  $\beta^+$  elements by type-Ia and type-II supernovæ is not large enough to account for the observed fluxes, notably because of the small fraction of positrons which are not annihilated in the dense ejecta and can actually escape in the ISM (Cassé et al., 2004). In addition, in all the above cases, most of the sources are found in the Galactic disk rather than in the bulge, and it seems difficult to satisfy the observational constraint that the bulge-to-disk emission ratio is larger than 0.5–0.8 (Weidenspointner et al., 2004). It is worth noting that Cassé et al. (2004) have shown that in the case of a type Ic asymmetric explosion, possibly associated with GRBs, the total positron yield could be sufficient to marginally account for the data.

If the positrons are associated with some phenomenon which can take place in the whole Galaxy, a large bulge-to-disk emission ratio can most naturally be obtained if the sources are intermittent and we are observing at a time when the disk contribution is off. While such an explanation is generally not comfortable, we propose here a model where the bulge-to-disk ratio is *most of the time* as currently observed.

The temporary “extinction” of the disk component is only possible if the repetition timescale of the positron-generating events is larger than the annihilation timescale. Given the estimates of Sect. 12.2.1, this implies a repetition time larger than  $10^5 n_0^{-1}$  yr, ruling out a standard supernova origin or even more continuous sources related to the cosmic-ray interactions in the ISM. Gamma-ray bursts, on the other hand, are potentially interesting sources. From observations, one can derive that about one GRB could be *observed* every  $10^7$  yr in a galaxy like ours. Taking into account a beaming factor of 50–500 (Frail et al., 2001; Panaitescu & Kumar, 2001), this would translate into an actual GRB rate of one every 20–200 kyr. If the jets are structured (Rossi et al., 2002), rather than homogeneous, 3–10 times more GRBs could be observed, leaving the actual rate around one every  $10^5$ – $10^6$  yr (Podsiadlowski et al., 2004). On the other hand, Wick et al. (2004) have argued for a higher frequency, around  $10^{-4} \text{ yr}^{-1}$ . Clearly, such a high frequency would rule out our model (if  $n_0 < 10 \text{ cm}^{-3}$ ), while a rate of 1 GRB every  $10^5 n_0^{-1}$  yr (or more) would be favoured – provided, of course, that GRBs can be a significant source of positrons. This point is now addressed.



### 12.3.2 The origin of the positrons

If the current  $e^+e^-$  annihilation rate is not very different from its average value, the positron injection rate must be  $\sim 1.3 \cdot 10^{43} \text{ s}^{-1}$ , equivalent to  $\sim 4 \cdot 10^{55} \Delta t_5$  positrons per GRB, where  $\Delta t_5$  is the mean time between contributing events, in units of  $10^5 \text{ yr}$ . To produce this by radioactive decay, the mass of  $\beta^+$  nuclei (namely  $^{56}\text{Co}$ , via  $^{56}\text{Ni}$ ) must be larger than  $6 M_\odot \times \eta_{\text{esc}}^{-1} \Delta t_5$ , where we introduced the positron escape fraction,  $\eta_{\text{esc}} < 0.1$ . This does not seem reasonable for a single GRB. However, GRBs also produce positrons with non-radioactive origin. In a recent study, Furlanetto & Loeb (2002) recalled the two main processes producing positrons, inside and outside the fireball, and calculated the expected flux at 511 keV. Here, we briefly reanalyze these processes and discuss how the model should be modified in the case of GRBs associated with mini-starbursts in the central regions of the Galaxy.

The most natural source of GRB positrons is the fireball itself, which is believed to consist of a dense  $e^+e^-$  pair plasma, initially at equilibrium with gamma-ray photons, with a total energy  $E \equiv 10^{51} E_{51} \text{ erg}$ . Assuming a typical Lorentz factor of 100, this amounts to  $\sim 6 \cdot 10^{54} E_{51}$  positrons, which could be compatible with the required numbers if a significant fraction of these positrons could survive and escape out of the fireball. This, however, is not likely to be the case, because the recombination timescale inside the fireball,  $t_{\text{rec}} \sim [n_\pm \langle \sigma v \rangle_{\text{rec}}]^{-1}$ , is shorter than the dynamical timescale,  $t_{\text{dyn}} \sim R/c$ . To be more precise, we note that in the early fireball the dimensionless temperature of the pair plasma  $\theta \equiv kT/m_e c^2$  is larger than one and the thermal equilibrium maintains a large number of pairs. As the fireball expands, the temperature decreases as  $R^{-1}$  (since the radiation pressure dominates) and when  $\theta < 1$ , the density of pairs is given by  $n_\pm \simeq \sqrt{2/\pi^3} \alpha^3 r_e^{-3} \theta^{3/2} \exp(-1/\theta)$  (Shemi & Piran, 1990), where  $\alpha$  is the fine structure constant and  $r_e$  is the classical radius of the electron. The *freeze out* of positrons and electrons takes place when  $t_{\text{rec}} \sim t_{\text{dyn}}$ . For temperatures  $\theta < 1$  one can write  $\langle \sigma v \rangle_{\text{rec}} \simeq \pi r_e^2 c$  (Svensson, 1982), and the freeze out condition reads :

$$\theta^{1/2} \exp(-1/\theta) = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( \frac{4}{11} \right)^{1/3} \frac{1}{\alpha^3 \theta_0} \frac{r_e}{R_0}, \quad (12.4)$$

where  $R_0 \simeq 10 \text{ km}$  is the initial radius of the fireball, and  $\theta_0 \simeq 55$  its initial temperature, assuming a total energy of  $10^{51} \text{ erg}$ . Equation (12.4) gives the freeze out temperature,  $\theta_{\text{fo}} \simeq 0.032$ , which is very similar to the radiation temperature when the fireball becomes transparent to Thomson scattering in the case when the optical depth is dominated by the pairs (Shemi & Piran, 1990). We note, however, that pair freeze-out always occurs before transparency, because even if the fireball is devoid of external matter, it is slightly harder for a positron to recombine than for a photon to interact (as  $\langle \sigma v \rangle_{\text{rec}} < \sigma_{\text{T}} c$  by a factor  $3/8$ ).

The total number of positrons which survive after recombination in the fireball is obtained as  $N_+ \simeq \frac{4}{3} \pi R_{\text{fo}}^3 n_\pm(\theta_{\text{fo}})$ , where  $R_{\text{fo}} \simeq R_0 \theta_0 / \theta_{\text{fo}} (11/4)^{1/3}$  is the radius at the freeze-out time, and the factor  $(11/4)^{1/3}$  takes into account the decrease in the number of degrees of freedom at the transition  $\theta \lesssim 1$ . We obtain  $N_+ \simeq 5 \cdot 10^{43}$ , which is many orders of magnitude less than the number of positrons required to account for the 511 keV data.

Efficient pair production is also expected to occur ahead of the relativistic fireball, as photons which are Compton backscattered by the ionized medium upstream interact with subsequent GRB photons via  $\gamma\gamma$  pair-production interactions (Thompson & Madau, 2000; Dermer & Böttcher, 2000). In this case, the  $e^+e^-$  pairs are produced with MeV

energies, and assuming a rather conservative conversion efficiency,  $\xi_{\text{pair}} = 1\%$  (Dermer & Böttcher, 2000), one obtains a total number of positrons  $N_+ \sim 6 \cdot 10^{54} E_{51} (\xi_{\text{pair}}/0.01)$ .

In a more detailed study of the spectral modifications of GRBs by pair precursors, Mészáros et al. (2001) obtained the positron yield for this mechanism at the transition between impulsive and wind-dominated evolution regimes :  $N_+ \sim 3 \cdot 10^{55} L_{50}^{9/10} t_{10}^{11/10}$ , where  $L_{50}$  is the GRB gamma-ray luminosity in units of  $10^{50} \text{ erg s}^{-1}$ , and  $t_{10}$  is the burst duration, as seen by a distant observer, normalized to 10 s. This is roughly proportional to the energy,  $E_{51} = L_{50} t_{10}$ , and the obtained yield,  $N_+ \sim 3 \cdot 10^{55} E_{51}$ , corresponds to a conversion efficiency of  $\xi_{\text{pair}} \sim 5\%$ . This represents a very significant source of positrons which could in principle account for the annihilation line observed in the Galactic bulge. Combining this yield with the positron production rate required to explain the Galactic bulge data, one finds that GRBs could indeed account for the 511 keV emission if their repetition time in the Galactic bulge is roughly  $\Delta t_{\text{GRB}} \simeq 7.5 \cdot 10^4 \text{ yr} \times E_{51} \xi_{0.05}$ .

The GRB repetition time in a galaxy comparable to ours is quite uncertain, as recalled above, but values around  $10^4$ – $10^6$  yr seem reasonable. Therefore, the observed fluxes appear compatible with the above model, considering that  $\gtrsim 20\%$  of the Galactic GRBs are expected to occur in the bulge. This derives from the current formation rate of massive stars in the bulge, namely  $\sim 10\%$  of that in the entire Galaxy (Figer, 2004), taking into account starburst episodes (see below) which increase the average value, and a discrimination in favour of massive binaries in the central regions of the Galaxy. This could be due to the effect of tidal forces allowing the survival of only the most massive molecular clouds, where GRB progenitors may form preferentially (Portegies Zwart et al., 2001, 2004). With a GRB energy of  $1.3 \cdot 10^{51} \text{ erg}$  (Bloom et al., 2003), one needs  $\Delta t_{\text{GRB}} \simeq 10^5 \text{ yr}$  in the bulge, and thus  $\Delta t_{\text{GRB}} \simeq 2 \times 10^4 \text{ yr}$  in the whole Galaxy.

### 12.3.3 Nuclear starbursts and positron injection

In their study, Furlanetto & Loeb (2002) considered the 511 keV radiation induced by the annihilation of positrons associated with a GRB. Even if the positrons are produced outside the fireball, as argued above, and travel relativistically ahead of the jet, they will be swept up by the shock of the underlying supernova when the jet decelerates and grows sideways to form an isotropic remnant in spherical expansion. The positrons then mix with the ejecta on a timescale shorter than  $10^3 \text{ yr}$ , for relevant values of the parameters. The positron annihilation time inside the remnant is always much larger than the age of the remnant, and therefore no significant annihilation occurs until the end of the Sedov-like phase when the shocked gas starts cooling radiatively and a dense shell forms at the shock front, at a time  $t_{\text{sf}} \simeq 3.6 \cdot 10^4 E_{51}^{3/14} n_0^{-4/7} \text{ yr}$ , where  $n_0$  is the initial ambient density in  $\text{cm}^{-3}$ . Then Furlanetto & Loeb show that the positrons are rapidly annihilated in the shell, and no signal persists after a few  $t_{\text{sf}}$ .

While such a scenario is appropriate for GRBs occurring in the disk of the Galaxy, we argue that the situation should be quite different in the case of GRBs associated with massive stars in the central regions. This is a simple consequence of the occurrence of mini starbursts driving large-scale bipolar winds in the Galactic center. This is now well established in nearby galaxies, and growing evidence shows that powerful mass ejections occur in the nucleus of our Galaxy, as resulting from the activity of giant star clusters involving masses of several  $10^6 M_{\odot}$  and energies up to several  $10^{53} \text{ erg}$  (Bland-Hawthorn & Cohen, 2003, and refs. therein). The energy input, from individual stellar wind and multiple supernova explosions, should result in a complex, turbulent flow on scales as large as the Galactic bulge, very similarly to what occurs inside superbubbles, where the

hot, low-density plasma sustained by the activity of an OB association blows up a shell up to radii of half a kpc. Such starbursts are believed to occur repeatedly on timescales of a few Myr.

In a recent study of the energetic activity inside superbubbles, Parizot et al. (2004) showed that supernovae exploding in such an environment produce a shock which never becomes radiative, so that a dense shell never forms. This is due to the large sound velocity and low density, which implies that the shock becomes subsonic before being radiative. The case of a GRB exploding in the environment corresponding to a nuclear starburst in our Galaxy would be exactly the same : the associated supernova remnant where the positrons are trapped will not form a shell, and therefore the positrons will not be able to be annihilated before the shock becomes subsonic and disappears. At that stage, the positrons are released in the ambient medium and diffusive transport allows them to fill the bulge, where they thermalize and are eventually annihilated. Incidentally, referring to the line profiles calculated by Furlanetto & Loeb (2002), we note that the line width of positrons being annihilated in a shell would be much too large to account for the data.

The mean time between nuclear starbursts is of the order of a few  $10^6$ – $10^7$  yr, so that several GRBs are expected to occur in the same episode of activity. However, since the positron lifetime is always larger than  $\Delta t_{\text{GRB}}$  (if  $n_{\text{bulge}} \lesssim 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ), a continuous emission is expected from the Galactic bulge, so that we do not need to refer to a particular recent event to account for the data. It is nevertheless possible that temporal variations of the order of a few in the gamma-ray flux accompany individual starbursts on Myr scales. In this respect, we note that the last starburst occurred some 7 Myr ago, and could therefore contribute to an increased flux today.

On the other hand, the fact that the disk contribution should not exceed 0.5 – 0.8 times that of the bulge is understood in our model as a natural consequence of the short annihilation timescale of the positrons from GRBs exploding in the disk. Most of the GRB progenitors are expected to be embedded in a high-density medium, such as a dense molecular cloud around an OB association. For an explosion in the typical average density of a molecular cloud,  $n = n_{30} \times 30 \text{ cm}^{-3}$ , we have  $\tau_{\text{ann}} \lesssim 10^4 n_{30}^{-4/7} \text{ yr}$  (Furlanetto & Loeb, 2002), so that if  $\Delta t_{\text{GRB}} \gtrsim 2 \times 10^4 n_{30}^{-4/7} \text{ yr}$  in the whole Galaxy, the disk 511 keV line has a significant intensity for less than 50% of the time. Even though massive stars usually explode in the low density medium filling superbubbles (formed by the activity of Wolf-Rayet stars and many supernova explosions in the OB association), it is expected that the GRB progenitors are the most massive of all the stars in the association, and therefore explode very early, before the density drops significantly. Contrary to the case of mini-starbursts in the central molecular zone of the Galaxy, where many GRBs explode during an extended period of time, not more than one GRB should explode in a given OB association, before the modification of the environment. It is nevertheless interesting to consider the case of a “late” GRB, exploding in an already formed superbubble. In this case, similarly to what occurs in the bulge, no shell will form around the associated supernova remnant for the positrons to be readily annihilated. However, the superbubble itself is surrounded by a dense shell where the positrons will be annihilated with a delay of  $\sim 5 \times 10^5 \text{ yr}$  (Parizot et al., 2004). The corresponding annihilation signal could then be observed in one or a few superbubbles in the Galaxy. This is an interesting target for deeper surveys with INTEGRAL at large longitudes.

In this respect, it is worth noting that no complete survey has yet been made of the entire Galactic disk with the same depth as in the bulge. In particular, the OSSE data do not allow one to exclude an emission from a particular superbubble, e.g. in the

molecular ring at  $\sim 30^\circ$ . Thanks to its coded mask imaging technique, the INTEGRAL spectrometer will provide such a detailed map in the near future, and we suggest that the data should be searched for a 511 keV emission excess on a few degree scale (typically corresponding to the shell of a superbubble). We note finally that, in the context of our scenario, it is misleading to speak about a disk-to-bulge ratio, since the 511 keV emission is diffuse in the bulge, while localized in the disk, and thus there is no “disk emission” as such (from GRB positrons).

## 12.4 Conclusion

In this paper, we have shown that the phenomenology of the diffuse  $e^+e^-$  annihilation emission in the Galactic bulge can be accounted for by positrons produced in  $\gamma - \gamma$  interactions just ahead of the relativistic jet of GRBs. The flux level requires a mean time between GRBs occurring *in the bulge* of  $\Delta t_{\text{GRB}} \simeq 7.5 \cdot 10^4 \text{ yr } E_{51} \xi_{0.05}$ . We have shown that the low disk-to-bulge emission ratio can be explained by differences in the environment of GRBs located in the disk and the Galactic bulge. In the latter case, GRBs are likely to occur during a starburst in a hot, low-density environment, where the associated supernova remnant dissipates before it can form a radiative shell. Therefore, the rapid annihilation of the positrons described by Furlanetto & Loeb (2002) does not occur in this case, and the positrons can diffuse in the ambient medium for  $\sim 10^7$  years. This leaves them enough time to fill the bulge, if reasonable transport conditions apply. A crucial parameter of the model is the typical time between two GRBs in the Galaxy, which should be better constrained in the near future, notably with the help of the Swift satellite. If it turns out that  $\Delta t_{\text{GRB}} \gtrsim 3 \cdot 10^4 E_{51} \text{ yr}$ , the model will be excluded because the rate of positron injection in the bulge will be too small. On the other hand, if  $\Delta t_{\text{GRB}} \lesssim 10^4 E_{51} \text{ yr}$ , the 511 keV emission from the positrons of the last few GRBs having exploded in the Galactic disk should not have been extinguished, and in this case we anticipate a possible detection by INTEGRAL, in coincidence with one or a few superbubbles and/or OB associations in the Galaxy. It has been suggested recently that the supernova associated with remnant W49B was in fact a GRB, which occurred 3000 years ago (Ioka et al., 2004; Keohane et al. 2004). The possibility of detecting the associated  $e^+e^-$  annihilation will be investigated in a forthcoming paper.

## Références

- Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R., 1995, ApJ, 443, 209  
 Berezhinskii, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., & Ptuskin, V. S., 1990, Astrophysics of cosmic rays, ed. V.L. Ginzburg, North-Holland, Chapter 9  
 Bertone, G., Kusenko, A., Palomares-Ruiz, S., Pascoli, S., & Semikoz, D., 2004, astro-ph/0405005  
 Bland-Hawthorn, J., & Cohen, M., 2003, ApJ, 582, 246  
 Bloom, J. S., Frail, D. A., & Kulkarni, S. R., 2003, ApJ, 594, 674  
 Boehm, C., Hooper, D., Silk, J., Casse, M., & Paul, J., 2004, Phys. Rev. Lett., 92, 101301  
 Casse, F., Lemoine, M., & Pelletier, G., 2002, Phys. Rev. D, 65, 023002  
 Cassé, M., Cordier, B., Paul, J., & Schanne, S., 2004, ApJ, 602, L17  
 Dermer, C. D., & Böttcher, M., 2000, ApJ, 534, L155  
 Dermer, C. D., Böttcher, M., & Liang, E. P., 2001, in Proc. of the Fourth INTEGRAL

- Workshop, ESA SP-459, 161
- Figer, D.F., 2002, Proc. IAU Symposium No. 212, eds. van der Hucht, K.A., Herrero, A., Esteban, C.
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Sari, R., Djorgovski, S. G., Bloom, J. S., et al., 2001, ApJ, 562, L55
- Furlanetto, S. R., & Loeb, A., 2002, ApJ, 569, L91
- Ioka, K., Kobayashi, S., & Mészáros, P., 2004, ApJ, 613, L17
- Keohane, J. W., Reach, W. T., Rho, J., & Jarrett, T. H., 2004, American Astronomical Society Meeting, 204
- Mészáros, P., Ramirez-Ruiz, E., & Rees, M. J., 2001, ApJ, 554, 660
- Panaiteescu, A., & Kumar, P. 2001, ApJ, 560, L49
- Parizot, E., 2004, in Proc. of the Cosmic Ray International Seminar, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. (in press)
- Parizot, E., Marcowith, A., van der Swaluw, E., Bykov, A., & Tatischeff, V., 2004, A&A, 424, 747
- Paul, J., 2004, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B, 221, 215
- Podsiadlowski, P., Mazzali, P. A., Nomoto, K., Lazzati, D., & Cappellaro, E., 2004, ApJ, 607, L17
- Portegies Zwart, S., Mc Millan, S., Hut, P., Makino, J., 2001, MNRAS, 321, 199
- Portegies Zwart, S., Mc Millan, S., Baumgardt, H., 2004, in "The Formation and Evolution of Massive Young Star Clusters", eds. Lamers, H.J.G.L.M., Nota, A. & Smith, L.J., preprint in astro-ph/0403147
- Rossi, E., Lazzati, D., & Rees, M. J., 2002, MNRAS, 332, 945
- Schanne, S., Cassé, M., Cordier, B., & Paul, J., 2004, Proc. of the 5th INTEGRAL Workshop, "The INTEGRAL Universe", Munich, Germany, preprint in astro-ph/0404492
- Shemi, A., & Piran, T., 1990, ApJ, 365, L55
- Spangler, S. R., & Gwinn, C. R., 1990, ApJ, 353, L29
- Svensson, R., 1982, ApJ, 258, 321
- Thompson, C., & Madau, P., 2000, ApJ, 538, 105
- Weidenspointner, G., Lonjou, V., Knoedlseder, J., Jean, P., Allain, M., et al., 2004, in Proc. of the 5th INTEGRAL Workshop, "The INTEGRAL Universe", Munich, Germany, preprint in astro-ph/0406178
- Wick, S. D., Dermer, C. D., & Atoyan, A., 2004, Astroparticle Physics, 21, 125
- Zhang, B. & Mészáros, P., 2004, Int. Journal of Mod. Physics A, 18, in press

## Chapitre 13

# Trainée Compton des sursauts gamma

Dans ce chapitre, nous identifions une source d'émission associée aux sursauts gamma qui devrait permettre de contraindre leur fréquence actuelle dans notre galaxie ainsi que leur intensité, c'est-à-dire deux paramètres essentiels qui sont malheureusement encore très mal connus. Nous montrons que les photons diffusés par diffusion Compton dans le milieu interstellaire, tout au long de leur trajet hors du disque galactique, donnent lieu à une émission détectable par des instruments gamma tels que ceux d'INTEGRAL pendant plusieurs milliers d'années après l'explosion. En faisant ainsi des sursauts gamma locaux des sources persistantes, ce mécanisme permet d'augmenter nos chances d'observer des sursauts galactiques. En outre, il s'applique de manière analogue quelle que soit l'orientation du jet de photons, et permet donc de détecter *tous* les sursauts gamma ayant explosé sur une période de temps donnée, qu'ils aient été ou non collimatés vers nous.

Nous reproduisons ici notre article : Allard & Parizot, 2004, A&A, 420, 501.

### The Compton trail of gamma-ray bursts : A long-after glow

As they travel through the gas of the host galaxy, some of the gamma-rays emitted in a Gamma-Ray Burst (GRB) may experience Compton scattering and reach an observer even if he is not located in the direction of the primary photon beam. Such a process will last until the GRB photons have left their host galaxy, and the ambient electron density becomes negligible. We investigate the observability of this indirect GRB light, which would be seen as a faint trail along the path of the GRB photons, long after the initial event. We find that the so-called *Compton trail* of a  $10^{51}$  erg GRB can easily be observed from Earth, wherever the explosion occurred in our Galaxy in the past few thousand years. Gamma-ray surveys of the Galaxy can therefore provide constraints on the true GRB rate (or number of GRBs per supernova), independently of the GRB beaming angle. We also calculate the expected light curve and shape of the emitting region as a function of time.

## 13.1 Introduction

More than thirty years after the first observation of Gamma-Ray Bursts (GRBs) in the late sixties (Klebesadel et al. 1973), their origin remains an open question. Remarkable progress has been made from both observational and theoretical points of view, essentially since the observations of the BATSE instrument on board CGRO (e.g. Fishman et al., 1994, Paciesas et al., 1999), and more significantly since the detection in 1997 of the first X-ray afterglow by the Beppo-SAX satellite (Costa et al., 1997). This allowed arc-minute localization, thanks to which optical afterglow could be detected, and in a number of cases a redshift could be determined, confirming the cosmological origin of GRBs. While it is now generally accepted that a highly relativistic fireball is involved (see the latest, extensive review by Zhang & Mészáros, 2004, and references therein), the GRB production mechanism(s) is (are) not known in detail. However, if one is only interested in the fate of the GRB photons *after* their emission, such details are unimportant and one can take advantage of the BATSE catalog, which contains about three thousand bursts and provides reliable information about the GRB phenomenology.

On a first approximation, one may simply regard a GRB as a huge number of gamma-ray photons between, say, 100 keV and 1 MeV, emitted on a short time scale at a given place in a galaxy. As they propagate away from their source, these photons interact with the ambient interstellar medium (ISM) and in particular they are likely to be Compton scattered, either on the free electrons in the hot ISM or on the bound electrons in the atomic or molecular ISM. All along their path, some of the primary photons will thus be scattered in all directions, so that a (not too distant) observer may be able to see the gamma-ray front propagating through the host galaxy, as a *Compton trail* lasting for a thousand years or more, depending on the thickness of the galaxy along the photon beam.

There is now strong evidence that GRBs have indeed a beamed emission (Frail et al. 2001), so that we can only observe the small fraction of them which are pointing towards us. But the beaming angle is not known in general, and there may be different types of GRBs in that respect. As a consequence, the true GRB rate in a given galaxy is quite uncertain, as there is a degeneracy in the rate/luminosity diagram : there could be either a few GRBs per Myr per Galaxy, with extremely high luminosity (say  $\sim 10^{53}$  erg or more), or much more frequent GRBs with correspondingly lower luminosity (and smaller beaming angle). While there has also been some evidence that (at least long-duration) GRBs are associated with massive stars, and maybe somehow related to type Ib/c supernovae, a natural question to ask is what fraction of these supernovae (SNe) may on average lead to, or be associated with a GRB. Estimates typically range from  $\gtrsim 25\%$  (Norris, 2002) to only  $\sim 1\%$  of all type Ib/c SNe (Granot & Loeb, 2003), based on current estimates of GRB beaming angles (Frail et al. 2001). Given the estimated rate of these SNe,  $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ yr}^{-1}$  per  $10^{10} L_{\odot}$  (Prantzos & Boissier, 2003), one can expect between 1 GRB every 2000 years and 1 GRB every 50 000 years or so in our Galaxy.

Another estimate can be derived by correcting the BATSE rate by a beaming factor of  $\sim 500$  (for the simplest uniform jet model; Frail et al., 2001) and by an additional factor of 2–3 if one includes X-ray flashes and X-ray rich GRBs. This would also lead to a rough event rate of 1 GRB every 2000 years per Galaxy, but the correction factors are quite uncertain. In particular, if the jets are not uniform but roughly Gaussian, the true GRB rate could be much lower (Zhang et al., 2004). Likewise, the evolution of the star forming rate should lead to a lower rate of local GRBs, compared to distant ones. The combination of both effects could result in a rate which is closer to the lower limit of the above estimate, or even below.

Any mechanism making it possible to infer the explosion of a GRB several thousand years in the past in nearby galaxies or even just in the Milky Way, would thus offer an opportunity to constrain the various models of GRBs, from the point of view of frequency. The above-mentioned Compton trail may be such a mechanism, as it allows one in principle to ‘detect’ all GRBs, independently of their beaming angle and direction of emission. Indeed, the indirect glow made of Compton-scattered GRB photons would be visible from any direction (especially for photons with energy  $E_\gamma \ll m_e c^2 = 511$  keV), so the Compton trail makes GRBs not only persistent, but also roughly isotropic sources.

In this paper, we investigate the shape and intensity of such Compton trails for various GRB parameters, and discuss the corresponding constraints on the true rate of GRBs inside a sphere determined by the instruments sensitivity.

## 13.2 Compton scattering of GRB photons

### 13.2.1 Order of magnitude estimate

Let us consider a GRB emitting photons of mean energy  $E_\gamma = 200$  keV, with a total energy  $E = E_{51} \times 10^{51}$  erg. This corresponds to a huge number of photons, of the order of  $N_\gamma \sim 3 \cdot 10^{57} E_{51}$ ! Since  $E_\gamma$  is much larger than the electron bounding energy in the interstellar gas, it makes no difference for the Compton effect whether the ambient electrons are bound or free, and since  $E_\gamma < m_e c^2 = 511$  keV, we can approximate the Klein-Nishina cross section by the Thomson value,  $\sigma_T \simeq 665$  mbarn. The Compton-scattered flux from a GRB exploding at a distance  $D$  is thus approximately :

$$\phi = \frac{N_\gamma n_e \sigma_T c}{4\pi D^2} \approx (0.52 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}) \times E_{51} n_0 D_{\text{kpc}}^{-2}, \quad (13.1)$$

where  $n_e = n_0 \times 1 \text{ cm}^{-3}$  is the typical electron density in the ISM.

As can be seen, the fluxes obtained for Galactic GRBs are far above the detection thresholds of  $\gamma$ -ray satellites. It should also be noted that for  $n_e = 1 \text{ cm}^{-3}$ , the Compton depth of the Galaxy is  $\simeq 2 \times 10^{-3}$  per kpc, which means that the fraction of GRB photons which are Compton scattered is small, even if they propagate over several kiloparsecs along the Galactic plane. For this reason, we can neglect multiple scattering and consider that the primary  $\gamma$ -ray beam is not affected at all by the process.

Let us now turn to a more detailed calculation in order to find the time evolution of the fluxes, taking into account the geometry of the problem.

### 13.2.2 The shape of the Compton trail

Let us consider a GRB occurring at a distance  $D$  from Earth, which emits instantaneously  $N_\gamma$   $\gamma$ -rays, uniformly distributed in a cone of opening angle  $\theta_{\text{GRB}}$ . Once emitted, the photons scattered at any point M in the ISM can be observed at Earth if they have the appropriate scattering angle,  $\theta_{\text{Diff}}$  (see Fig. 1). Obviously, the photons observed on Earth at a given time  $t$  must have had the same time of flight, i.e. they have been scattered at points M such that ‘ $OM + MT = \text{constant}$ ’ (see Fig. 1). This defines an ellipsoid with foci O (the GRB central object) and T (the Earth). But of course the scattering centers must also lie within the GRB emission cone, so we can determine the set  $\{M\}$  of points involved in the indirect GRB emission detected at a given time as the intersection of the above-defined ellipsoid and the GRB emission cone (in practice, the ellipsoid has a thickness equal to  $c\Delta t$ , where  $c$  is the speed of light and  $\Delta t$  is the duration of the burst).



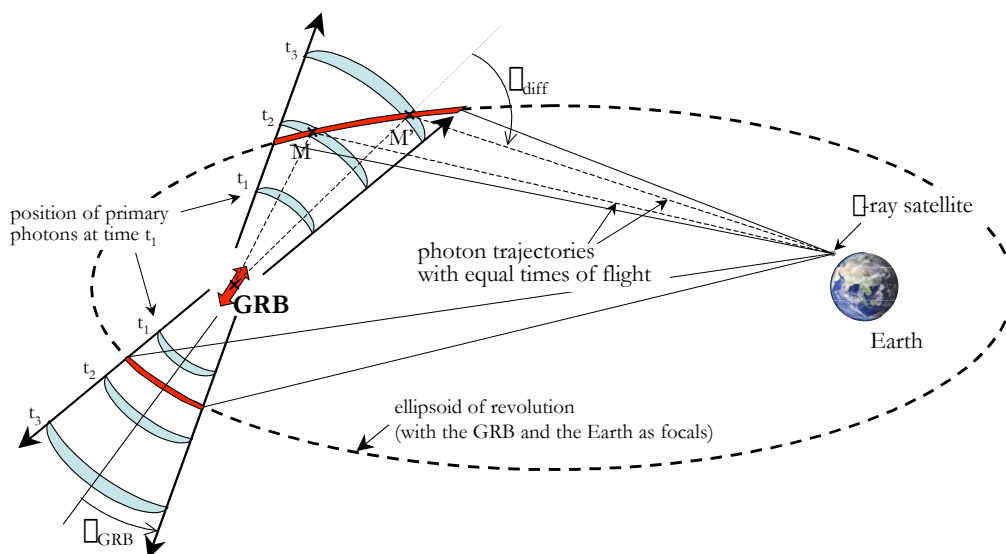


FIG. 13.1 – a simplified scheme of the geometry of the problem. The emission region (intersection of the GRB cone and the ellipsoid, as discussed in the text) is shown in thick black line. The path of a photon scattered at point M towards the Earth (not to scale!) is also represented.

In the case where the Earth lies outside the GRB emission cone, the image of the corresponding Compton trail shows on the two-dimensional sky as an ellipse. This is a simple geometrical consequence of the fact that the primary emission point (i.e. the GRB central object) is a focus of the ellipsoid, and thus the contour of the intersection is a planar ellipse. If the emission is two-sided, of course, the full image actually consists of two ellipses, with relative intensities depending on their respective distance to Earth as well as on the local density of electrons in each region.

In the case where the Earth lies within the GRB emission cone (i.e. the direct light of the GRB could have been seen in the past), the Compton trail appears as a ring of gamma-ray light, with a radius increasing with time – or in fact as two rings with identical center (but one much smaller and fainter than the other) if the emission is two-sided. Note that the ring is not filled in that case, because the photons which were scattered at points lying inside the ring have already passed the Earth (since their way to the Earth was shorter).

### 13.2.3 Scattered gamma-ray fluxes

Having identified the scattering region relevant to each observation time  $t$ , it is straightforward to calculate the Compton-scattered differential flux received in the detector : one simply needs to integrate over the appropriate volume the local scattering rate, attenuated according to the distance (see Appendix 13.5 for details on how to quickly perform the integration, taking advantage of the symmetries of the problem). The only subtlety lies in the fact that the photons observed at energy  $E$  had a different energy,  $E_0$ , before the Compton interaction, which depends on the scattering angle,  $\theta_{\text{diff}}$ , according to :

$$E_0 = E \left[ 1 - \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_{\text{diff}}) \right]^{-1}. \quad (13.2)$$

The resulting gamma-ray flux is then given by (see Appendix 13.5) :

$$\frac{\partial \phi(E, t)}{\partial E} = \iiint_{\{M(t)\}} n_\gamma(t', E_0(E, \theta_{\text{diff}})) n_e(M) \times \frac{d\sigma_C(E_0(E, \theta_{\text{diff}}))}{d\omega} \frac{1}{MT^2} c dV, \quad (13.3)$$

where  $n_\gamma$  is the density of photons emitted at time  $t' = t - (OM + MT)/c$ , at energy  $E_0$  (given by Eq. 13.2),  $n_e(M)$  is the electron density at point  $M$ , and  $d\sigma_C/d\omega$  is the differential Compton cross-section (the Klein-Nishina formula was used in the numerical calculation).

Assuming that the GRB emission is uniform over a time  $\tau_{\text{GRB}}$  and homogeneous inside a cone of opening angle  $\theta_{\text{GRB}}$ , we have :

$$n_\gamma(E_0, M) = \frac{N_\gamma(E_0)}{2\pi OM^2 (1 - \cos \theta_{\text{GRB}}) c \tau_{\text{GRB}}}. \quad (13.4)$$

As for the electron density field, since we are interested in the typical fluxes which can be expected for the Compton trail of a GRB in our Galaxy, we shall assume a smooth distribution of matter in the interstellar medium and use the model of Ferrière (1998), where the density is given as a function of galactocentric distance,  $\rho$ , and height  $z$  above (or below) the Galactic disk, as a sum of exponential and Gaussian profiles (corresponding to molecular, cold neutral, warm neutral, warm ionized and hot gas).

### 13.3 Results

With the above prescriptions, the last ingredients which need to be specified in order to calculate the differential flux, Eq. (13.3), are the initial gamma-ray spectrum and of course the geometrical parameters of the GRB, namely its location, the orientation of the emission cone in the Galactic frame and its opening angle.

For the general purpose of this letter, it is appropriate to use a simple, generic GRB spectrum consisting asymptotically of two power-laws of indices  $\alpha = -1.0$ , and  $\beta = -2.25$  (Band et al., 1993), with a peak in the energy distribution at  $E_p = 200$  keV :  $N_\gamma(E_0) = N_0 B_{\alpha, \beta}(E_0/E_p)$ , where

$$B_{\alpha, \beta}(x) = \begin{cases} x^\alpha e^{-(2+\alpha)x} & \text{if } x \leq \frac{\alpha-\beta}{2+\alpha} \\ x^\beta e^{\beta-\alpha} \left(\frac{\alpha-\beta}{2+\alpha}\right)^{\alpha-\beta} & \text{if } x \geq \frac{\alpha-\beta}{2+\alpha} \end{cases}. \quad (13.5)$$

Of course, a different primary energy spectrum would lead to a different scattered spectrum, and a structured jet would produce a non-uniform Compton trail, but the detection thresholds would remain roughly the same, as they depend mostly on global energetics.

Performing a numerical integration of Eq. (13.3), we have simulated GRB explosions with various geometrical parameters, at various places in the Galaxy. In Fig. 13.2, we show the differential flux of gamma-rays observed from the Compton trail of a GRB with an energy of  $10^{51}$  erg occurring at the Galactic center (GC) and emitting gamma-rays in a cone inclined at  $60^\circ$  with respect to the rotation axis of the Galaxy in the plane perpendicular to the GC-Earth axis, with an opening angle of  $10^\circ$ . This may be considered as a typical GRB event in the Galaxy. Of course, closer (resp. more distant) GRBs will provide brighter (fainter) Compton trails. Likewise, if the angle between the emission axis and the GC-Earth axis is not  $90^\circ$ , then one of the two ellipses (or rings) will be brighter than the other (and also brighter than shown on the figure).

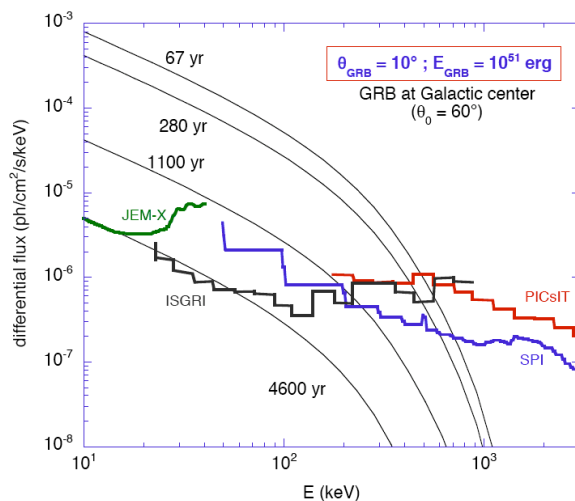


FIG. 13.2 – Differential Compton-scattered flux received on Earth for a GRB of  $10^{51}$  erg exploding at the Galactic center with the indicated parameters (see text). The fluxes are shown for four different times of observation after the explosion, and compared with the INTEGRAL thresholds.

On Fig. 13.2, we have shown the differential spectrum of the Compton trail at various times after the explosion, together with the sensitivity of the four instruments onboard INTEGRAL. The integrated flux decreases as the primary photons move away from the Galactic center and pass through less and less dense material. For more (resp. less) inclined GRBs, the photons remain longer (shorter) in the dense parts of the interstellar medium, so that the Compton trails can be observed for a longer (shorter) time after the explosion. The value of  $60^\circ$  is the median of the inclination distribution. As can be seen from Fig. 13.2, the Compton trail of a typical GRB at the Galactic center can be observed in principle up to a few thousand years after the explosion.

Another interesting thing to note from Fig. 13.2 is that the shape of the spectrum does not depend much on time. This is because the distribution of the Compton scattering angles (which determine the relation between the incoming and scattered photon energies) does not vary much for a given GRB geometry (unless the GRB is very close-by). As it turns out, only the high energy part of the spectrum is partially cut in the case of high scattering angles, i.e. when the scattering zone is far above the Galactic disk. As a consequence, one can derive a global detection threshold with INTEGRAL in terms of the integrated photon flux. For the typical spectral shape of a GRB Compton trail, we estimated that the overall threshold for a  $3\sigma$  detection with the INTEGRAL instruments is  $\sim 1.1 \times 10^{-4}$  ph/s/cm<sup>2</sup> for an observation time of  $10^6$  s. We use this value as the limit for Compton trail detection. This is a conservative value, since the broad Galactic disk where most of the GRB Compton trails should lie if they exist will actually be scanned by INTEGRAL with a much longer exposure of up to several times  $10^7$  seconds, which will bring the sensitivity down to a significantly lower threshold.

The above sensitivity corresponds to a Compton trail fully contained in the instruments field of view (e.g.  $9^\circ \times 9^\circ$  for IBIS and  $16^\circ \times 16^\circ$  for SPI). This is the case for our typical GRB, as shown in Fig. 13.3 where the shapes and positions of the scattering region are indicated at the same four times as in Fig. 13.2. Closer trails would however

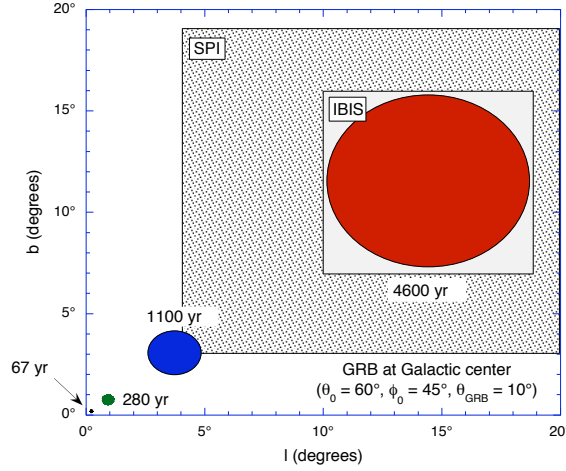


FIG. 13.3 – Image of the scattering zone as seen from Earth for the same GRB parameters and the same times after explosion as in Fig. 13.2. The white and grey squares show the fields of view of IBIS and SPI, respectively.

be larger and could exceed the instruments field of view (although with a higher flux as well).

In Fig. 13.4, we show the integrated fluxes obtained for GRBs with  $E = 10^{51}$  erg,  $\theta_{\text{GRB}} = 10^\circ$  and different distances and inclinations, compared to the estimated INTEGRAL sensitivity. The maximum time delay for the Compton trail detection is given for each case. One of the examples simulates what we could expect if the Crab supernova had been associated with a GRB. The observed peak in the scattered flux after  $\sim 2000$  years is due to the photons crossing the denser Galactic disk (since the explosion occurred well above the plane). In all the cases shown, the fluxes remain visible during thousands of years for a GRB of energy  $10^{51}$  erg.

## 13.4 Conclusion

We have studied the possibility of observing the indirect light of GRBs resulting from the Compton scattering of the primary gamma-ray photons. We found that the *Compton trail* of a  $10^{51}$  erg GRB could easily be observed from Earth, wherever the GRB exploded in our Galaxy in the last few thousands of years. The observability of lower (or higher) energy GRBs deduces straightforwardly from our results, by linear scaling. GRBs with energies as low as  $10^{48}$  erg can thus be observed during a thousand years, provided they exploded within  $\sim 4$  kpc from Earth. One should also note that GRBs with emission axes roughly parallel to the Galactic disk produce Compton trails which remain visible for a much longer time, up to  $10^5$  years.

In addition to the potential astronomical interest of GRB Compton trails, the observation or non observation of such sources allows one, in principle, to constrain GRB models according to their total energy and (true) Galactic frequency. In particular, it is worth recalling that some models predict that a large fraction of all supernovae actually produce GRBs, so that several GRBs would have exploded in our Galaxy in the last few thousands of years. Their Compton trail should thus be currently emitting its indirect

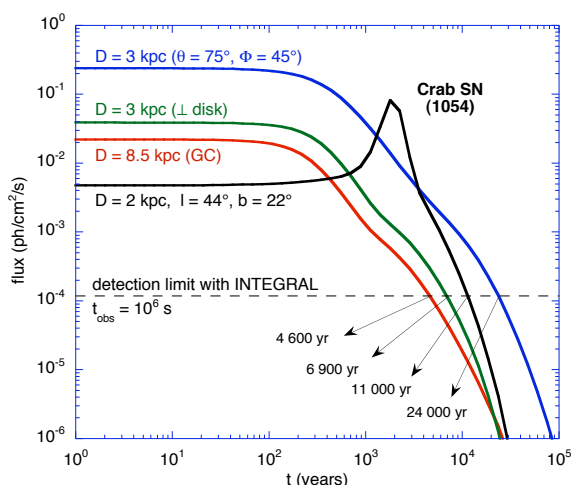


FIG. 13.4 – Light curves of GRB Compton trails for various GRB parameters, as indicated. The ‘integrated INTEGRAL sensitivity’ (see text) for an exposure of  $10^6$  s is also shown, together with the time up to which the Compton trails would be detectable.

light, and if no relevant signal were to be reported by current gamma-ray detectors, such models could be excluded. As recalled in the Introduction, more standard models predict an average time between GRB explosions between 2 000 years and 50 000 years. Thus, by searching for GRB Compton trails one should be able to explore interesting parts of the parameter space. It should be kept in mind, however, that lower rates are also possible, if the beaming effect is not so strong and the GRB rate is strongly reduced in evolved galaxies like ours.

Although detecting an extended emission is generally not an easy task for gamma-ray instruments, we have shown that a typical GRB exploding around the Galactic center would fit entirely in the INTEGRAL field of view several thousand years after the explosion. It would also be very interesting to look for GRB Compton trails in other galaxies with future, more sensitive instruments. The order of magnitude calculation of Eq. (13.1) gives a good estimate of the required capabilities. An instrument with a continuum sensitivity below  $5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  would be able to see a GRB Compton trail up to 1 Mpc, for a  $10^{51}$  erg GRB, or even 10 Mpc for a  $10^{53}$  erg GRB. Extending the volume of the universe where a GRB Compton trail could be observed would of course make the constraints on GRB frequencies (and models) more stringent.

It should also be emphasized that the detection of a Galactic Compton trail would provide interesting clues concerning the GRB progenitors. This is because the Compton trail geometry is well defined. In particular, one may be able to observe two elliptic sources (from the intersection of the ellipsoid with each half of the GRB emission cone), and geometrically identify the common origin of both trails, where the GRB remnant should lie.

Finally, we note that the luminosity of a Compton trail should not be expected to be uniform, even if the primary photons are uniformly distributed in angle in the GRB emission cone. The local emissivity is indeed related to the Compton-scattering rate, which is proportional to the ambient electron density. The intensity distribution in an angularly resolved Compton trail will thus reflect the matter distribution in the scattering region, and one may ideally think of the indirect GRB light as providing a

scan of the interstellar medium along the path of the photons in the GRB emission cone, with slices just a few light-seconds thick.

## 13.5 Appendix : Volume integration of the GRB Compton-scattered flux

In this Appendix, we indicate how the integration of the Compton-scattered flux of the primary GRB gamma-rays can be performed in practice. In Sect. 13.2.2, we have shown that the instantaneous emission region (i.e. the region in space where the photons arriving simultaneously at time  $t$  in the detector have been Compton-scattered) is the intersection of the GRB emission cone and a (thick) ellipsoid of revolution with the GRB explosion site and the detector as the two foci. In order to perform the integral in Eq. (13.3) over this region, one needs to choose a set of coordinates describing the volume and specify the limits of the single integrals involved in the calculation, or if one prefers the limiting coordinates which characterize the emission region explicitly.

It proves useful to use the symmetries of the problem and choose spherical coordinates in the frame where the origin is at the GRB explosion site, the  $z$  axis (origin of the first angular coordinate,  $\theta$ ) is the axis of the GRB emission cone, and the Earth is in the  $xOz$  plane, i.e. at  $\phi = 0$ . Let  $D$  be the distance between the Earth and the GRB. In the above frame, the Earth, T, is represented by the spherical coordinates  $(D, \theta_T, 0)$ , or by the cartesian coordinates  $(D \sin \theta_T, 0, D \cos \theta_T)$ .

The GRB emission cone is simply defined by :

$$\theta \leq \theta_{\text{GRB}}, \quad (13.6)$$

with arbitrary  $r$  and  $\phi$ . As for the ellipsoid, we simply recall that the photons emitted at O and arriving at T after a time of flight  $\tau = D/c + t$  are those which were scattered at points M of the ellipsoid  $\mathcal{E}_t$  defined by  $OM + MT = D + ct$ , or  $MT = c\tau + D - r$ . Using the cartesian coordinates of  $M(r, \theta, \phi) = (r \sin \theta \cos \phi, r \sin \theta \sin \phi, r \cos \theta)$  to calculate MT, one gets :

$$\mathcal{E}_t : \quad r = \frac{ct}{2} \times \frac{ct + 2D}{ct + A(\theta, \phi)D}, \quad (13.7)$$

where

$$A(\theta, \phi) \equiv 1 - \cos \theta_T \cos \theta - \sin \theta_T \sin \theta \cos \phi. \quad (13.8)$$

If  $\tau_{\text{GRB}}$  is the duration of the GRB, the primary photons have been emitted from the source between  $\tau = 0$  and  $\tau = \tau_{\text{GRB}}$ , or equivalently between  $t = -D/c$  and  $t = -D/c + \tau_{\text{GRB}}$ . The integration of the Compton-scattered flux received at time  $t$ , Eq. (13.3), must be done between ellipsoids  $\mathcal{E}_{(t-\tau_{\text{GRB}})}$  and  $\mathcal{E}_t$ , since the contributing photons have had times of flight between  $t + D/c - t_{\text{GRB}}$  and  $t + D/c$ .

The relevant points are thus easy to describe in our coordinate system. There is one of them for each couple  $(\theta, \phi)$  where  $\theta \leq \theta_{\text{GRB}}$  and  $-\pi \leq \phi \leq \pi$ . Indeed, each half-line  $(\theta, \phi)$  starts from O, which is inside every ellipsoid  $\mathcal{E}_t$ , and goes to infinity. It thus crosses every ellipsoid  $\mathcal{E}_t$  at point  $M(\mathcal{R}(\theta, \phi, t), \theta, \phi)$ , where  $\mathcal{R}(\theta, \phi, t)$  is simply given by Eq. (13.7).

Finally, the volume integration in Eq. (13.3) can be explicitly written as :

$$\iiint_{\{M(t)\}} dV \dots = \int_0^{\theta_{\text{GRB}}} d\theta \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_{\mathcal{R}(\theta, \phi, t-\tau_{\text{GRB}})}^{\mathcal{R}(\theta, \phi, t)} r^2 \sin \theta dr \dots \quad (13.9)$$

## Références

- Band, D., Matteson, J., Ford, L. et al., 1993, ApJ 413, 281.  
Costa, E., Feroci, M., Frontera, F. et al., 1997, IAU Circ. 6572.  
Ferrière, K., 1998, ApJ 503, 700.  
Fishman, G., Meegan, C., Wilson, R. et al., 1994, ApJ 92, 229.  
Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Sari, R. et al., 2001, ApJ 562, 55.  
Granot, J. & Loeb, A., 2003, ApJ 593, L81  
Klebesadel, R. W., Strong, I. B. and Olson, A. O., 1973, ApJ 182, 85.  
Norris, J. P., 2002, ApJ 579, 386  
Paciesas, W. S. et al., 1999, ApJS 122, 465.  
Prantzos, N. & Boissier, S., 2003, A&A 406, 259  
Zhang, B. & Mészáros, P., 2004, Int. Journal of Mod. Physics A, in press (astro-ph/0311321)  
Zhang, B., Dai, X., Lloyd-Ronning, N. M. & Mészáros, P., 2004, ApJ 601, L119

Quatrième partie

L'Observatoire Pierre Auger





Voilà maintenant plus de quinze ans que le nom du grand cosmicien français Pierre Auger résonne à travers le monde, attisant les rêves et suscitant l'espoir de toute une communauté de chercheurs, théoriciens et expérimentateurs, astrophysiciens et physiciens des particules, intrigués et curieux devant ces fameuses particules de l'extrême pouvant atteindre des énergies aussi invraisemblables qu'une cinquantaine de joules, et qu'il n'y avait certes pas d'autre choix que de nommer « rayons cosmiques ultra-énergétiques ». Sans doute est-il utile de rappeler ici, à l'adresse de ceux qui ne voudraient voir dans la problématique ouverte par ces particules qu'une question unique qui soit digne d'intérêt – celle de la coupure GZK –, que l'idée de rassembler plus de deux cents chercheurs d'une vingtaine de pays à travers le monde, pour les lancer ensemble à la poursuite de ces rayons cosmiques aux énergies macroscopiques n'a rien à voir, puisqu'elle l'a précédée, avec la suggestion tirée des données de l'expérience AGASA que la fameuse coupure GZK prédite en 1966 pourrait ne pas exister.

Lorsque nous avons rejoint cette extraordinaire aventure en octobre 2000, le nom de l'illustre découvreur en 1938 des gerbes atmosphériques géantes, produites par l'interaction de rayons cosmiques de très haute énergie avec les atomes de l'atmosphère, était déjà sur toutes les lèvres depuis plusieurs années. Pourtant, alors même que les premières cuves à effet Cherenkov étaient déployées sur la pampa argentine, et que les premiers miroirs des télescopes à fluorescence s'assemblaient patiemment sous le regard altier et cristallin de la haute chaîne des Andes, on ne détachait jamais ce nom d'un autre mot, sobre, prudent, et c'est toujours avec retenue qu'on entendait alors parler, avec une lumière secrète au fond des yeux, du « projet Auger ». Sans doute n'osait-on pas croire encore que le pari, presque fou, d'installer 24 télescopes et 1600 détecteurs de particules répartis sur 3 000 km<sup>2</sup> d'un sol essentiellement vierge, loin de toute infrastructure, route, électricité, moyen de communication, allait effectivement être tenu.

Mais le site argentin de Malargüe approche maintenant des deux tiers de sa capacité finale, et il ne fait plus guère de doute que sa construction sera achevée dès l'année 2006 ou 2007 (soyons prudents;-)), au point que c'est avec le plus grand sérieux qu'on parle à présent du site Nord, qui verra le jour prochainement, si le financement en est obtenu, sur le site de Lamar, dans le Colorado (USA). Preuve de son succès à présent inévitable, le mot « projet » ne fait plus bon ménage avec le nom d'Auger, et c'est maintenant l'appellation complète – « Observatoire Pierre Auger » – qui resplendit au ciel de la physique et de l'astrophysique, et tient déjà l'affiche, depuis cet été 2005, de diverses conférences où sont présentés à une communauté impatiente, les premières données recueillies depuis le début de l'année 2004.

Mais il y aurait bien trop à dire sur l'Observatoire Pierre Auger et les techniques de détection qu'il met en œuvre pour les rayons cosmiques ultra-énergétiques pour qu'il soit envisageable ici de les décrire en un quelconque détail. Cela n'aurait d'ailleurs pas grand intérêt dans la perspective que nous nous sommes fixés d'étudier le rayonnement cosmique comme phénomène global, dans son unité intrinsèque comme dans ses rapports à de nombreuses autres problématiques astrophysiques. Le lecteur intéressé n'aura aucun mal à trouver toutes les informations utiles dans l'abondante littérature relative à l'Observatoire Pierre Auger (OPA), comme dans les nombreuses thèses qui ont été et sont toujours consacrées à ses divers aspects. Aussi, bien que comptant parmi les membres de la Collaboration Auger depuis tout juste cinq ans et ayant participé à divers niveaux aux développements qui ont accompagné l'entrée en service progressive de l'Observatoire, nous ne ferons mention ici ni de ses caractéristiques, ni de ses performances.

Il n'était pourtant pas concevable, dans le cadre de cet examen général de la problématique du rayonnement cosmique, de ne pas aborder pour finir quelques aspects expérimentaux. Conscients de leur valeur singulière pour la compréhension des phénomènes considérés ici, nous avons toujours insisté, notamment dans le cadre du groupe de recherche sur les RCUEs que nous animons au sein du GDR PCHE (*Phénomènes Cosmiques de Haute Énergie*), pour qu'ils soient pris en compte, aussi précisément que possible, à côté des aspects phénoménologiques et théoriques. C'est pourquoi nous évoquerons encore dans cette partie quelques travaux associés directement à l'Observatoire Pierre Auger ou plus généralement à l'étude expérimentale des RCUEs, mais en nous limitant aux quelques méthodes que nous avons développées et qui sont en rapport direct avec la phénoménologie des rayons cosmiques abordée plus haut, principalement dans les parties I et II.

Nous exposerons ainsi au chapitre 14 une méthode originale de calcul de l'acceptance de l'OPA (pour son détecteur de surface), que nous avons proposée et développée à l'IPN en tant que responsables de cette tâche au niveau de la Collaboration. Nous nous intéressons tout particulièrement à cet aspect de l'expérience pour cinq raisons essentielles que nous exposerons et qui nous permettront de mettre en lumière les liens étroits qui unissent ici les approches expérimentale et phénoménologique.

Nous décrirons ensuite, au chapitre 15, l'application d'une méthode basée sur le taux de comptage du bruit de fond dans les détecteurs de surface de l'Observatoire Pierre Auger, qui nous révélera ce qui n'est peut-être que l'un des potentiels cachés de l'OPA, mais qui revêt pour nous une importance toute particulière : la détection de l'émission de photons de haute énergie associée aux sursauts gamma. Cette possibilité inattendue et encore méconnue, y compris au sein de la Collaboration Auger, offre la perspective de contraindre très efficacement les modèles de sursauts gamma, dont nous avons déjà eu maintes fois l'occasion d'indiquer le rôle potentiellement capital dans la problématique du rayonnement cosmique.

Nous nous tournerons ensuite vers la question fondamentale de la mesure d'éventuelles structures dans la distribution angulaire des rayons cosmiques, dont nous avons soutenu, notamment aux chapitres 1, 4 et 9, qu'elle représentait l'un des enjeux majeurs de ce domaine d'étude pour les années à venir, avec des conséquences potentiellement très importantes pour la phénoménologie générale du rayonnement cosmique. Nous exposerons donc avec un certain détail la méthode originale que nous avons proposé pour mesurer des anisotropies à grande échelle angulaire – dipolaire et quadripolaire – qui sont susceptibles d'être les premières à se manifester dans la distribution des rayons cosmiques en perte de confinement, notamment au niveau de la cheville. Cette méthode généralise la méthode habituellement utilisée par la communauté des cosmiciens, et se montre à la fois plus précise et plus efficace.

Enfin, au chapitre 17, nous nous permettrons une petite incursion dans la sphère des modèles « top-down » pour l'origine des rayons cosmiques ultra-énergétiques, non pas pour en proposer un nouvel exemple – qu'on se rassure ! –, mais pour identifier une caractéristique observationnelle très simple, commune à un grand nombre de ces modèles, qui serait susceptible d'en fournir une preuve irréfutable ou, à défaut, de contraindre les caractéristiques des particules supermassives qu'ils mettent en jeu.

## Chapitre 14

# Sur l'acceptance de l'Observatoire Pierre Auger

Ce chapitre décrit les principales caractéristiques de la « méthode LTP » que nous avons développée pour le calcul de l'acceptance du détecteur de surface de l'Observatoire Pierre Auger, dont nous avons la responsabilité devant la Collaboration. Nous n'entrerons pas dans des détails qui lasseraient inévitablement le lecteur extérieur à la Collaboration Auger, et seraient de tout façon insuffisants pour le lecteur intéressé par les subtilités à prendre en compte dans une application effective de la méthode. Nous en resterons donc à un exposé de principe, illustré d'exemples spécifiques à l'OPA, et renverrons le lecteur curieux à nos diverses présentations et notes internes à la Collaboration Auger, ainsi qu'à l'article dans *Num. Instr. Meth.* que nous consacrons à ces questions (en préparation). Saluons enfin ici la contribution complémentaire et harmonieuse de tous les membres du groupe Auger de l'IPN Orsay au développement de cette tâche, ainsi que la participation constante et éclairée de nos collaborateurs de Turin.

### 14.1 De l'intérêt majeur des calculs d'acceptance

Le calcul de l'acceptance d'un détecteur est toujours une phase importante du développement expérimental. Il y en a bien sûr beaucoup d'autres, mais si nous nous sommes intéressé tout particulièrement à cet aspect de l'OPA, c'est pour cinq raisons essentielles, que nous passons brièvement en revue.

1. L'acceptance à laquelle nous nous référons ici est par définition la « capacité globale de détection *a priori* » du réseau de surface de l'OPA, permettant de relier le nombre d'« événement-gerbes » détectés à un flux de rayons cosmiques incidents au sommet de l'atmosphère. C'est donc en quelque sorte le secteur de l'expérience qui se situe *au plus près* du spectre d'énergie, ce qui présente un intérêt particulier pour nous dans la perspective d'une étude phénoménologique du rayonnement cosmique. Deux aspects sont importants ici : la normalisation globale de l'acceptance, dont dérive la normalisation du flux de rayons cosmiques, et sa variation avec l'énergie, dont dérive la forme précise du spectre.
2. Le fait d'avoir la charge du calcul de l'acceptance du détecteur nous permet d'insister constamment auprès de la Collaboration Auger, arguments quantitatifs à l'appui, pour que le plus grand intérêt soit porté aux caractéristiques du détecteur

à basse énergie, c'est-à-dire ici autour de l'EeV. Principalement tournés vers les plus hautes énergies, pour des raisons historiques et affectives, mais aussi peut-être du fait d'une certaine méconnaissance de la problématique générale du rayonnement cosmique, de nombreux collègues – y compris les pères fondateurs – n'ont pas toujours perçu l'intérêt exceptionnel d'étudier la région de la cheville avec toute la puissance de l'OPA. Nous ne reviendrons pas ici sur les raisons multiples qui font de ce domaine d'énergie l'un des plus importants de tout le spectre des rayons cosmiques, mais l'OPA a été initialement conçu pour mesurer le spectre au-dessus de  $10^{19}$  eV. Or, grâce à une redéfinition des triggers proposée par notre collaboration IPN/Turin, le détecteur de surface affiche aujourd'hui un comportement nominal dès 2 ou 3 EeV, et nous pensons qu'une étude approfondie de son comportement à basse énergie pourrait nous permettre de déterminer le spectre jusque bien au-dessous de la cheville. C'est pour nous un enjeu majeur.

3. Si l'acceptance est au plus près du spectre, elle l'est aussi des mesures d'anisotropie ! Compte tenu de ce que nous avons dit plus haut de cette problématique (cf. e.g. Chap. 4), cela est bien sûr d'un grand intérêt pour nous. Car la première étape d'une mesure d'anisotropie est la détermination de la « carte de couverture », donnant l'exposition relative des différents points du ciel. Comme la Terre tourne (sic !) et que chaque point du ciel galactique occupe différentes régions du ciel local au cours de la journée, il convient de modéliser au mieux les performances du réseau, minute après minute, ainsi que les variations de la probabilité de détection avec l'angle zénithal, et même l'azimut des gerbes. C'est une des tâches que nous avons particulièrement développées. Notons enfin que c'est précisément dans la région de la cheville, où nous attendons beaucoup des études d'anisotropie, que l'acceptance et notamment sa dépendance en  $\theta$  (l'angle zénithal) sont les plus difficiles à modéliser.
4. Une caractéristique très importante du réseau de surface de l'OPA est que son acceptance à basse énergie (dans la limite qui nous intéresse donc le plus ici) dépend de manière assez importante de la nature des particules : protons ou noyaux lourds. Nous avons donc espoir – et nous y sommes en fait parvenus, à titre préliminaire – de développer une méthode précise pour contraindre la composition du rayonnement cosmique dans le domaine de la cheville, c'est-à-dire précisément là où les conséquences en seraient les plus importantes. Cette méthode, indépendante de la méthode habituelle basée sur la position du maximum d'extension des gerbes dans l'atmosphère, semble pouvoir fournir des contraintes plus précises et complémentaires. Toute la phénoménologie de la transition galactique/extragalactique pourrait s'en trouver éclairée.
5. Enfin, la méthode que nous avons développée introduit le concept de « fonction LTP », *Lateral Trigger Probability*, qui donne la probabilité de déclenchement d'une cuve lors du passage d'une gerbe en fonction de sa distance à l'axe de celle-ci. Outre leur intérêt pour l'étude et la détermination de l'acceptance du détecteur, ces fonctions – car il y en a une par énergie, angle zénithal et noyau incidents – se présentent comme des observables extrêmement intéressantes, qu'il est possible et très utile de comparer aux valeurs prédites par les modèles de simulation de gerbe et de simulation du détecteur (réponse de la cuve et traitement du signal). Ce que montrent nos résultats, c'est que ces fonctions dépendent de la physique hadronique utilisée pour simuler les gerbes de manière suffisamment nette pour qu'il soit possible, à terme, de contraindre efficacement les extrapolations qui sont faites pour définir les caractéristiques des interactions hadroniques à haute énergie, dans un domaine

essentiellement vierge de toute contrainte expérimentale en accélérateur. En outre, comme nous l'avons dit, ces LTPs sont nombreuses, et l'étude des probabilités de déclenchement sous différents angles zénithaux promet d'apporter des contraintes particulièrement riches, dans la mesure où ce sont des parties différentes des gerbes que l'on observe à différents angles. Rappelons simplement ici que les gerbes verticales ont une composante électromagnétique très riche, tandis que les gerbes très inclinées n'ont plus que la composante hadronique (essentiellement riche en muons). L'étude fine de ces LTPs, comparées aux données expérimentales et aux données de la fluorescence (qui contraignent encore de manière complémentaire le développement des gerbes) devrait permettre – nous en avons le plus grand espoir – de contraindre efficacement la physique hadronique à haute énergie.

NB : Nous avons essentiellement parlé ci-dessus de l'intérêt des calculs de l'acceptance à basse énergie. Il est vrai que nous attendons beaucoup de la physique des rayons cosmiques autour de la cheville, mais les mesures du spectre et de la distribution angulaire sont évidemment de la plus haute importance également à plus haute énergie. Tout ce que nous avons dit dans la partie I sur la multiplicité des coupures GZK possibles en rend témoignage. Mais la particularité du détecteur de surface de l'OPA est que son acceptance à haute énergie est triviale ! Dès que l'énergie des rayons cosmiques incidents est supérieure à  $\sim 3$  EeV, la probabilité que la gerbe engendrée dans l'atmosphère soit détectée par le réseau de surface est 1 ! Aussi l'acceptance se calcule-t-elle de manière purement géométrique, et n'appelle-t-elle donc pas de développement subtils. Les deux seules difficultés éventuelles concernant la sélection des événements relativement à la position de leur cœur dans le réseau, et la détermination du temps d'opération effective du détecteur, mais ces deux aspects valent identiquement pour tous les domaines d'énergie, et la détermination du cœur de la gerbe n'est d'ailleurs que facilitée par la plus grande multiplicité des gerbes de haute énergie.

Il n'est pas question ici d'entrer dans de quelconques détails. Nous indiquons simplement ci-dessous le principe de la méthode utilisée, ses principaux ingrédients et la structure des calculs d'acceptance.

## 14.2 Choix des triggers de « haut niveau »

Avant de déterminer la capacité du réseau de surface de l'OPA à détecter des gerbes, il faut définir ce qu'on entend par détection. Après de nombreux travaux, nous avons déterminé qu'un très bon critère de sélection d'événements pouvait être trouvé dans l'exigence que trois cuves au moins, voisines deux à deux et non alignées, soient déclenchées en même temps (ou plutôt dans des délais compatibles avec le déplacement du front de gerbe à la vitesse de la lumière), pour un trigger de type *time over threshold*, que nous notons ToT, et dont la définition exacte importe peu ici. Ce critère se montre excellent en cela qu'il sélectionne essentiellement *toutes les gerbes physiques* (c'est-à-dire qu'il n'en laisse passer aucune au-dessus d'un seuil en énergie de l'ordre de 3 EeV et pour des angles zénithaux inférieurs à  $60^\circ$ ), et *rien que les gerbes physiques* (c'est-à-dire que le "bruit de fond" dû aux coïncidences fortuites entre cuves est essentiellement nul).

Ayant ainsi déterminé quels événements devaient être considérés comme physiques, nous avons recherché et identifié un critère permettant d'assurer que leur énergie et leur direction d'arrivée seraient convenablement reconstruites par nos outils d'analyse des gerbes. Ce critère, après maintes études, a été fixé comme suit (mais est encore appelé à évoluer). Pour qu'un événement soit retenu dans notre lot de données, il faut et il suffit : 1) que la cuve ayant enregistré le signal intégré le plus fort ait au moins

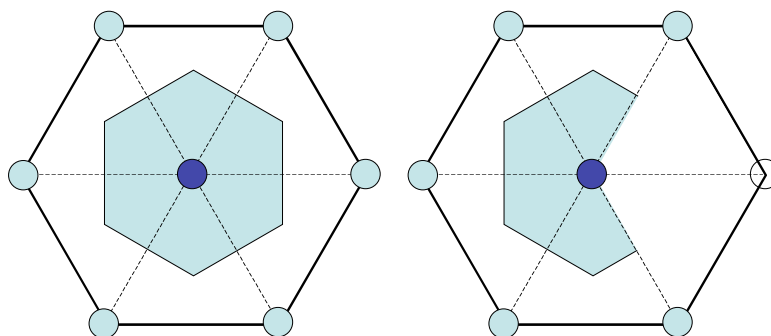


FIG. 14.1 – Position des cœurs de gerbes autorisés pour les événements retenus dans la constitution du spectre des rayons cosmiques. À gauche : la cuve centrale a ses six voisines : elle compte pour 1 dans le calcul de la surface de détection. À droite : la cuve central n'a que cinq voisines : elle compte pour  $4/6$  dans le calcul, comme la figure le rend explicite.

5 voisines en état de marche au moment de l'événement (sur les six qui l'entourent dans le réseau hexagonal de l'OPA), et 2) que le cœur reconstruit de la gerbe soit à l'intérieur d'un triangle équilatéral de cuves en état de marche. Ce critère est destiné à éliminer toute gerbe qui serait tombée trop près du bord du réseau ou d'une cuve momentanément défectueuse, et pour laquelle on serait donc susceptible de manquer d'informations importantes pour mener à bien la reconstruction précise de l'énergie et de la direction d'arrivée. Les positions de cœurs de gerbes autorisés par ce critère au voisinage d'une cuve donnée sont représentées en ombré sur la figure 14.1, dans les deux seuls cas possibles : une cuve avec six voisines (à gauche) ou cinq voisines (à droite). La surface effective couverte par la cuve dans la seconde configuration est égale à  $4/6$  (soit  $2/3$ !) de la surface nominale, comme la figure le rend explicite.

### 14.3 Définition des LTPs

La nouveauté essentielle introduite par notre méthode de calcul de l'acceptance est de déterminer la probabilité de détection des gerbes par le réseau (impliquant, comme nous venons de le voir, la coïncidence d'au moins trois cuves en configuration convenable, ayant passé le trigger ToT) à partir de la probabilité de déclenchement des cuves individuelles. Le fait qu'une telle chose soit possible n'est pas évident *a priori*, mais nous avons montré que c'était effectivement le cas, à une très bonne approximation près.

Nous avons donc introduit la « fonction LTP », ou *Lateral Trigger Probability function*, donnant la probabilité de passer un trigger ToT local (i.e. au niveau d'une cuve individuelle) en fonction de  $r_{sf}$ , la distance de la cuve à l'axe de la gerbe, pour n'importe quelle gerbe induite par des rayons cosmiques de type  $i$  (protons, noyaux, photons...), d'énergie  $E$  et de direction d'arrivée sous un angle zénithal  $\theta$  et un azimut  $\phi$ . Aux énergies qui nous intéressent, l'influence du champ géomagnétique et donc la dépendance en  $\phi$  sont négligeables, et nous ne nous intéressons donc qu'à la dépendance en  $\theta$ , qui, elle, est cruciale.

Du point de vue pratique, ces fonctions LTP peuvent être obtenues à partir d'un ensemble de codes Monte-Carlo simulant l'interaction du rayon cosmique primaire, le

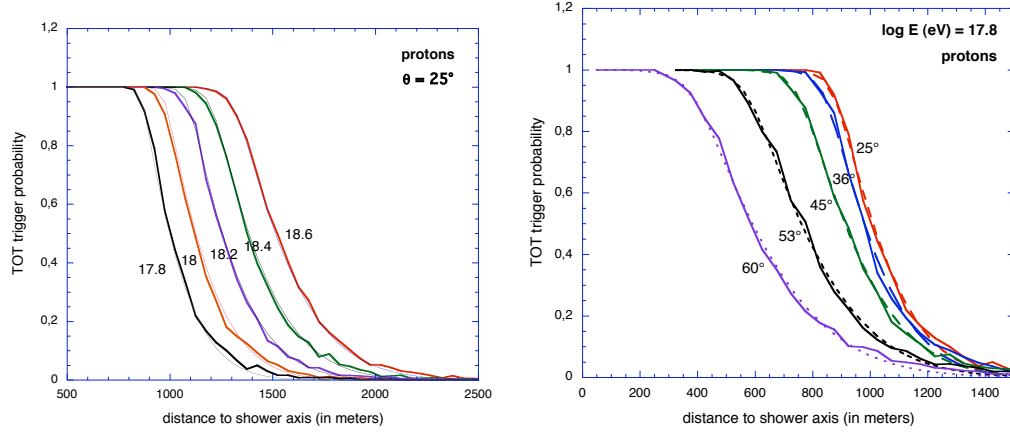


FIG. 14.2 – À gauche : exemples de fonctions LTP correspondant à des gerbes induites par un proton d’angle zénithal  $\theta = 25^\circ$  pour différentes énergies, indicées par  $\log_{10}(E)$ , où  $E$  est en eV. À droite : idem à l’énergie  $E = 10^{17.8}$  eV, pour différents angles zénithaux. On a utilisé le code de simulation de gerbes Corsika, avec QGSJet pour modèle hadronique.

développement de la gerbe, et la réponse complète de la cuve. Il s’agit simplement, ayant simulé un grand nombre de gerbes de mêmes paramètres physiques, de noter la fraction de cuves passant le trigger souhaité dans différents bins de distance,  $r_{sf}$  :

$$P_{i,E,\theta}(r_{sf}) = \frac{\text{Nb de cuves passant le trigger à } r_{sf}}{\text{Nb total de cuves à la distance } r_{sf}} \quad (14.1)$$

Des exemples de telles fonctions LTP sont montrés sur la figure 14.2 pour des gerbes induites par un proton, simulées à l’aide du code Monte-Carlo *Corsika*, utilisant ici le modèle hadronique *QGSJet*. La figure montre les LTPs pour différentes énergies primaires et différents angles zénithaux. Sans surprise, la probabilité de déclencher le trigger vaut 1 près de l’axe de la gerbe, et 0 à grande distance. Le rayon de transition,  $r_{1/2}$ , tel que  $P_{i,E,\theta}(r_{1/2}) = 1/2$  est une fonction croissante de l’énergie – puisque la gerbe est plus vaste à grand  $E$  – et une fonction décroissante de  $\theta$  – puisque la gerbe est plus vieille à grand angle zénithal, au sens où elle a parcouru une épaisseur plus grande d’atmosphère, et s’est donc “épuiée” davantage. Comme on le voit, la région de transition croît également de  $\sim 200$  m à  $25^\circ$ , jusqu’à  $\sim 600$  m à  $60^\circ$ .

Bien entendu, il nous a été possible de modéliser ces fonctions de façon très précise (comme le montrent les *fits* portés également sur la figure), à l’aide de deux paramètres seulement, qui varient de manière continue avec l’angle et l’énergie. Mais il est inutile d’entrer ici dans ce genre de détails. Ce sur quoi nous voulons insister, c’est sur le fait que ces fonction LTPs rassemblent toute l’information utile au calcul de la surface effective de détection, de l’aperture et de l’acceptance du détecteur. Elles résument en une seule série de fonctions (modélisables simplement, comme nous l’avons dit) toutes les propriétés du développement des gerbes, de la réponse des cuves aux différentes particules qui les composent et de la définition choisie pour le trigger.

Ces fonctions LTPs sont donc très importantes pour tous ces calculs, et représentent en outre des observables fondamentales associées conjointement aux gerbes et au détecteur. Dans la mesure où chaque jeu de simulations conduit à ses propres fonctions LTP, la mesure expérimentale de ces fonctions pour des angles et des énergies distincts



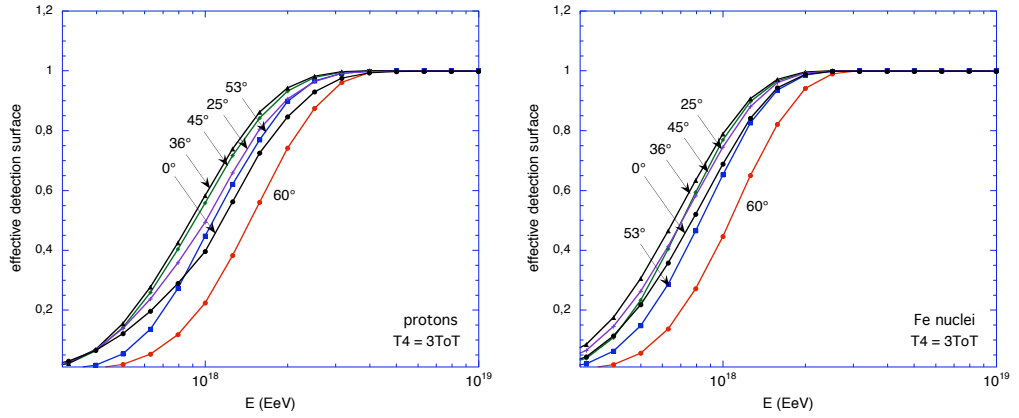


FIG. 14.3 – Surface effective de détection en fonction de l'énergie, pour des gerbes initiées par des protons (à gauche) et des noyaux de fer (à droite), pour différents angles zénithaux.

ouvre la perspective heureuse d'une contrainte effective des paramètres intervenant de le calcul de la simulation des gerbes, à commencer par le modèle hadronique.

#### 14.4 Efficacité de détection dans une cellule hexagonale élémentaire

Les fonctions LTPs représentent donc tout ce qu'il nous faut connaître pour mener à bien nos calculs d'acceptance. Nous procédons en deux étapes, afin d'exploiter au mieux les symétries du réseau de surface hexagonal de l'OPA. Dans un premier temps, nous calculons l'efficacité de détection et l'aperture correspondante pour une cellule élémentaire du réseau, puis, dans un second temps, nous multiplions le résultat par le nombre de cellules élémentaires présentes dans une configuration donnée du réseau, et finalement, en intégrant sur le temps en plus de l'espace, par le nombre de cellules-secondes correspondant à une période d'observation donnée.

L'efficacité de détection d'une gerbe de paramètres physiques donné dépend du déclenchement conjoint d'au moins trois cuves. Nous connaissons déjà la probabilité qu'une cuve passe le trigger ToT en fonction de sa distance à l'axe de la gerbe (c'est la LTP). Pour chaque position possible du cœur de la gerbe, il suffit alors de calculer la probabilité de déclenchement simultané de trois cuves (au moins), compte tenu des distances respectives de chaque cuve au voisinage du « pied de gerbe ».

Pour chaque position du cœur de la gerbe et chaque direction d'arrivée, on commence donc par déterminer la distance de chaque cuve à l'axe de la gerbe (c'est-à-dire dans un plan perpendiculaire à son axe, et non dans le plan du détecteur), et on déduit sa probabilité de déclenchement à partir des fonctions LTP ci-dessus. La probabilité de passer le trigger global s'obtient alors par une simple combinaison de ces probabilités locales. Considérons une cellule hexagonale élémentaire du réseau, avec une station centrale et 6 voisines directes, indicées par  $i \in \{1, \dots, 7\}$ . Pour une position donnée du cœur de la gerbe,  $(x_c, y_c)$ , soient  $P_i$  et  $Q_i \equiv 1 - P_i$  les probabilités que la cuve  $i$  passe et, respectivement, ne passe pas le trigger.

La probabilité qu'aucune des 7 cuves ne passe le trigger s'écrit simplement  $\mathcal{P}(0) =$

$\prod_{i=1}^{i=7} Q_i$ . De même, la probabilité qu'une et une seule cuve passe le trigger est  $\mathcal{P}(1) = \sum_i \mathcal{P}(0) \times (P_i/Q_i)$ . Finalement, la probabilité que la gerbe passe le trigger global et soit donc comptabilisée dans le lot de données de l'OPA, c'est-à-dire la probabilité qu'au moins 3 cuves passent le trigger ToT, est donnée par :

$$\mathcal{P}_{T4}(x_c, y_c) = 1 - \mathcal{P}(0) \left( 1 + \sum_i \frac{P_i}{Q_i} + \sum_{j>i} \frac{P_i}{Q_i} \frac{P_j}{Q_j} \right). \quad (14.2)$$

Cela nous permet de calculer la probabilité de déclenchement pour n'importe quels paramètres de gerbe (type du primaire, énergie, angle zénithal), en fonction de la position du cœur. L'efficacité globale de détection des gerbes est alors obtenue en moyennant sur toutes les positions de cœur autorisées, c'est-à-dire satisfaisant au critère indiqué plus haut, et matérialisé sur la figure 14.1.

En pratique, on calcule la *surface effective de détection* d'une cellule hexagonale élémentaire comme l'intégrale de sa surface (dans la région autorisée), pondérée par la probabilité d'un déclenchement global du réseau :

$$S_{\text{eff}} = \int_{\text{cell}} \mathcal{P}_{T4}(x_c, y_c) \times H_{T5}(x_c, y_c) \times dS, \quad (14.3)$$

où  $H_{T5}(x, y)$  implémente la condition sur la position du cœur, et vaut donc 1 ou 0, suivant que la position est autorisée ou non.

Quelques résultats indicatifs sont portés sur la figure 14.3, en fonction de l'énergie, pour des gerbes initiées par des protons (à gauche) ou des noyaux de fer (à droite). Comme on le voit, la surface effective de détection,  $S_{\text{eff}}$ , sature vers 3 EeV pour des protons modérément inclinées, et vers 4 EeV pour des gerbes d'angle zénithal  $\theta = 0^\circ$  ou  $60^\circ$ , et à des énergies un peu plus faibles pour des noyaux de fer. Ces études de variation de la surface de détection en fonction de l'angle zénithal sont très importantes pour déterminer avec précision les cartes de couverture du ciel, sans lesquelles aucune analyse des anisotropies du rayonnement cosmique n'est possible.

Ayant déterminé la surface effective d'une cellule élémentaire en fonction de l'angle zénithal, nous pouvons déterminer son aperture, c'est-à-dire sa puissance de détection en  $m^2$  sr, en intégrant simplement sur l'angle solide :

$$a(E) = \int_{\theta \leq 60^\circ} S_{\text{eff}}(E, \theta, \phi) \cos \theta \times \sin \theta d\phi d\theta. \quad (14.4)$$

La figure 14.4a montre quelques résultats, pour deux choix différents du trigger global, exigeant soit 3, soit 4 cuves en coïncidence. Ces courbes nous permettront ci-dessous de commenter quelques points très importants pour notre perspective générale.

## 14.5 Aperture instantanée du réseau et acceptance intégrée

Comme nous l'avons déjà suggéré, l'aperture instantanée de n'importe quelle configuration du réseau peut-être obtenue comme un simple multiple de l'aperture élémentaire calculée ci-dessus. Il suffit de considérer chaque cuve appartenant au réseau, l'une après l'autre, et de déterminer sa contribution spécifique à l'aperture globale. Chaque cuve ayant six voisines actives, comme sur la figure 14.1a, contribue exactement par l'aperture d'une cellule hexagonale élémentaires, tandis que chaque cuve ayant cinq voisines

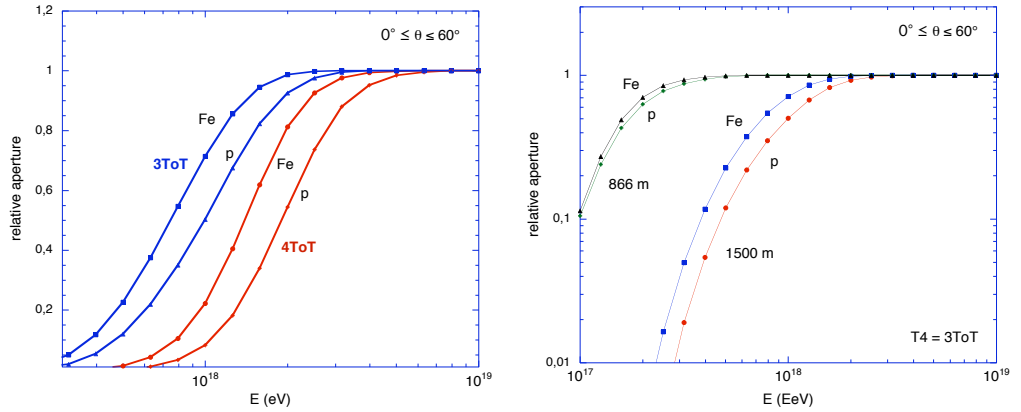


FIG. 14.4 – À gauche : courbes de saturation de l'aperture pour des gerbes initiées par des protons et des noyaux de fer, avec un critère de sélection 3ToT ou 4ToT (voir texte). À droite : comparaison avec le cas d'un réseau plus serré (voir texte).

contribue les deux tiers de cette valeur, comme l'illustre la figure 14.1b. Les cuves ayant moins de cinq voisines, dans la configuration considérée, ne contribuent tout simplement pas.

L'aperture d'une cellule hexagonale représente donc en quelque sorte l'unité d'aperture, utilisée pour tous calculs d'aperture globale et d'acceptance. On peut donc la calculer une fois pour toute, ou même la mesurer à l'aide des données hybrides (nous ne pouvons approfondir ce point ici, mais il est très instructif). À pleine efficacité, c'est-à-dire au-dessus de l'énergie de saturation,  $\sim 3$  EeV, la surface de détection par cuve interne (ayant 6 voisines) se calcule simplement comme  $D^2 \times \sqrt{3}/2 \simeq 1.95 \text{ km}^2$ , où  $D = 1.5 \text{ km}$  est le pas du réseau de surface de l'OPA, et l'aperture correspondante, intégrée sur les angles zénithaux  $\theta < 60^\circ$ , est alors  $a_{\text{cell}} \simeq 4.59 \text{ km}^2 \text{ sr}$ .

Pour calculer l'acceptance intégrée du détecteur sur une période de temps donnée, il suffit enfin de compter le nombre de « cellules-secondes » correspondant à cette période. On sait que la configuration du réseau change de manière occasionnelle, lorsque de nouvelles cuves sont déployées (en cette période de construction) ou lorsque des cuves sont victimes de déficiences passagères (e.g. liées à l'électronique, aux batteries, aux moyens de communication, etc.), et doivent donc être considérées temporairement comme absentes du réseau (ou à nouveau de retour en son sein). Ces changements de configuration sont suivis notamment *via* l'analyse du taux de trigger local de chacune des stations, avec une résolution temporelle d'une seconde (bien meilleure que ce dont on peut avoir besoin pour les calculs d'acceptance!). Pour chaque nouvelle configuration, le nombre de cellules élémentaires,  $N_{\text{cell}}$ , est calculé comme indiqué ci-dessus, et l'acceptance est alors incrémentée de la valeur  $N_{\text{cell}} \times a_{\text{cell}} \times \Delta t$ , où  $\Delta t$  est l'intervalle de temps pendant lequel la configuration a été stable.

À titre informatif, nous indiquons pour finir qu'au cours de la période s'étalant du 1<sup>er</sup> janvier 2004 au 26 mars 2005, l'OPA a accumulé  $1.21 \cdot 10^{10}$  cellules-secondes, ce qui correspond à  $1750 \text{ km}^2 \text{ sr yr}$ , ce qui est légèrement supérieur à l'acceptance totale accumulée par AGASA. À basse énergie, cette valeur doit bien sûr être corrigée proportionnellement à l'aperture relative élémentaire donnée sur la figure 14.4.

Notons enfin que la précision des calculs d'acceptance est en principe excellente aux énergies supérieures à l'énergie de saturation, puisqu'elle est basée sur des considérations

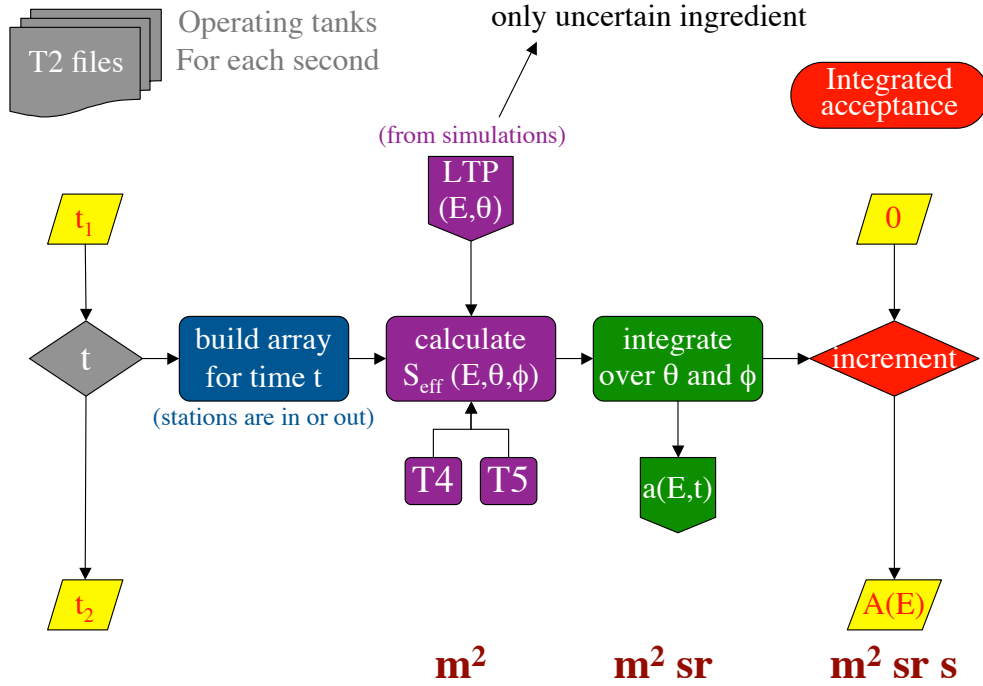


FIG. 14.5 – Schéma montrant la structure de notre programme de calcul de l’acceptance du réseau de surface de l’Observatoire Pierre Auger.

purement géométriques. Il se peut toutefois que le monitoring des configurations instantanées du réseau ne soit pas complet et, pour le moment, nous nous efforçons d’estimer le temps perdu caché qui pourrait perturber nos résultats. Nos études montrent cependant que l’erreur possible sur l’acceptance totale est de l’ordre de  $\sim 5\%$ . Ceci impliquerait donc une erreur de  $\sim 5\%$  sur le flux différentiel estimé pour les rayons cosmiques, équivalent à un déplacement de l’énergie des particules de moins de  $2\%$ , compte tenu de la décroissance rapide du spectre, ce qui est totalement négligeable devant la précision en énergie du détecteur. L’incertitude sur l’acceptance intégrée peut donc être considérée comme essentiellement négligeable.

## 14.6 Commentaire général, et plaidoyer pour la cheville !

Comme nous l’avons mentionné en passant ci-dessus, la figure 14.4a recèle en réalité des trésors !

Intéressons-nous d’abord aux deux courbes qui se situent le plus à gauche. Elle correspondent à l’aperture relative du détecteur pour des gerbes initiées respectivement par des noyaux de fer ou des protons. Comme on peut le voir clairement, le détecteur est plus sensible aux premières gerbes qu’aux secondes. Or, lorsqu’on va tracer un spectre du rayonnement cosmique dans cette partie non-saturée de l’acceptance, il va nous falloir choisir un facteur multiplicatif pour transformer le nombre d’événements détectés en un

flux de rayons cosmiques (c'est le principe même de tous ces calculs). Mais quelle efficacité de détection devons-nous choisir ? Celle du fer, ou celle des protons ? Précisément, nous l'ignorons, puisque la composition du rayonnement cosmique nous est inconnue. Mais c'est tout l'intérêt de cette étude.

Il nous est en principe possible de proposer deux spectres distincts, dépendant de l'hypothèse qu'on fera sur la composition. Aussi, s'il y avait un moyen, par ailleurs, de mesurer le spectre indépendamment de la composition, il suffirait de comparer ce spectre avec les résultats obtenus dans les deux hypothèses mentionnées pour contraindre efficacement la composition des rayons cosmiques. Une telle possibilité est loin d'être illusoire, et nous la tenons même pour capitale et susceptible de donner des résultats plus précis et complémentaires de la méthode traditionnelle (basée sur la position du maximum des gerbes dans l'atmosphère).

Pour appliquer cette idée, il nous faut donc un moyen de connaître le spectre sans faire d'hypothèse sur la composition. Mais ceci est justement possible, en principe, avec l'OPA ! Il suffirait d'introduire des cuves en un maillage plus serré dans une petite partie du réseau. L'idée n'est pas neuve, et nous la soutenons avec force au sein de la Collaboration Auger. En réduisant le pas du réseau, nous pouvons abaisser sensiblement l'énergie de saturation des courbes d'aperture, c'est-à-dire l'énergie au-delà de laquelle la probabilité de détection vaut 1, et ne dépend donc plus de la composition du rayonnement cosmique. Il suffirait de déployer un petit nombre de cuves – disons cinquante – en un réseau plus serré, pour faire de ce rêve une réalité. Car à basse énergie, les rayons cosmiques sont suffisamment nombreux pour qu'une petite surface de détection soit suffisante à la détermination précise du flux. En posant une cuve supplémentaire au centre d'une cinquantaine de triangles équilatéraux du réseau nominal, nous obtiendrions donc un nouveau réseau hexagonal de pas réduit par un facteur  $\sqrt{2}$ , au sein duquel l'efficacité de détection maximale serait atteinte à une énergie plus basse. Laquelle ? Il suffit de consulter la figure 14.4b, sur laquelle nous avons porté le résultat de nos calculs. La saturation de cette version raffinée de l'OPA interviendrait à une énergie voisine de  $5 \cdot 10^{17}$  eV, c'est-à-dire près d'un ordre de grandeur sous la cheville !

Compte tenu de tout ce que nous avons dit déjà sur l'importance capitale de ce domaine d'énergie, il nous paraît évident que rien ne saurait justifier qu'on prive l'Observatoire Pierre Auger de ces quelques 50 cuves supplémentaires, en maillage plus serré. Comme nous venons de le voir, non seulement elles nous permettraient de mesurer le spectre de manière cohérente depuis les plus hautes énergies jusque nettement sous la cheville – c'est-à-dire en somme de couvrir l'ensemble du spectre des rayons cosmiques extragalactiques ! –, mais elles nous donneraient en outre un moyen de contraindre efficacement la composition du rayonnement cosmique dans ce domaine d'énergie crucial.

En dépit des résistances persistantes parmi ceux de nos collègues de la Collaboration Auger qui ne connaissent pas encore le prix de ces rayons cosmiques de “basse” énergie, nous sommes convaincus que la valeur de l'argument finira par porter, et que ces cuves additionnelles seront un jour posées sur la pampa. Quand bien même devrions-nous réquisitionner les cinquante dernières cuves devant être installées en périphérie du réseau, nous sommes certains qu'elles seraient mieux employées à abaisser le seuil en énergie de l'OPA jusqu'à  $5 \cdot 10^{17}$  eV, qu'à augmenter de quelques pourcent la surface collectrice totale de l'observatoire...

## Chapitre 15

# Détection de sursauts gamma à l'OPA

L'Observatoire Pierre Auger est sans conteste le meilleur détecteur de rayons cosmiques de haute énergie aujourd'hui disponible. C'est pour cela qu'il a été conçu. Mais ses caractéristiques font en réalité de lui un détecteur polyvalent. De nombreux travaux ont montré qu'il était également un excellent détecteur de neutrinos de haute énergie, dans la région particulièrement importante située vers  $10^{17}$ – $10^{18}$  eV, où l'on attend les « neutrinos GZK » produits par décroissance des pions mêmes qui font perdre aux protons leur énergie au-dessus de  $\sim 6 \cdot 10^{20}$  eV et provoquent ainsi la fameuse coupure. Pour détecter ces neutrinos, c'est encore les gerbes atmosphériques que l'on cherche à observer. Mais nous avons découvert récemment qu'une autre technique de détection, connue sous le nom de *single particle technique*, et consistant en fait à rechercher des excès significatifs dans les taux de comptage du bruit de fond, pouvait s'appliquer à l'OPA et faire de lui un excellent détecteur de sursauts gamma, pourvu que ces derniers émettent jusqu'à relativement haute énergie, comme le prédisent justement de récents modèles. Quoi qu'il en soit, l'OPA s'avère être en mesure de contraindre très efficacement l'émission à haute énergie des sursauts gamma.

### 15.1 Bruit de fond cohérent à basse énergie

Les cuves à effet Cherenkov de l'Observatoire Pierre Auger sont capables de détecter tout photon, électron ou positron (entre autres) qui les traverserait à suffisamment haute énergie. Ces particules sont très nombreuses dans l'atmosphère – en raison même de l'existence des rayons cosmiques ! –, et produisent un bruit de fond permanent dans les détecteurs. Lorsque des gerbes atmosphériques géantes se développent dans l'atmosphère, l'OPA détecte des signaux très largement supérieurs à ce bruit de fond, en coïncidence sur plusieurs cuves, et peut donc les identifier sans difficulté. Mais comme nous l'avons vu au chapitre 14, le seuil de détection de ces gerbes se situe autour de  $10^{18}$  eV. Que se passe-t-il lorsque des gerbes de plus basse énergie se développent ?

Dans le cas d'une gerbe de  $10^{16}$  eV, par exemple, le nombre de particules arrivant au sol est encore très élevé, et si une cuve de l'OPA se trouve sur son passage, elle parviendra encore sans difficulté à détecter cette gerbe. Mais du fait de l'extension plus limitée de la gerbe, inférieure à la distance séparant deux cuves voisines, un seul détecteur sera touché, et il sera donc impossible de tirer une quelconque information de son signal : on

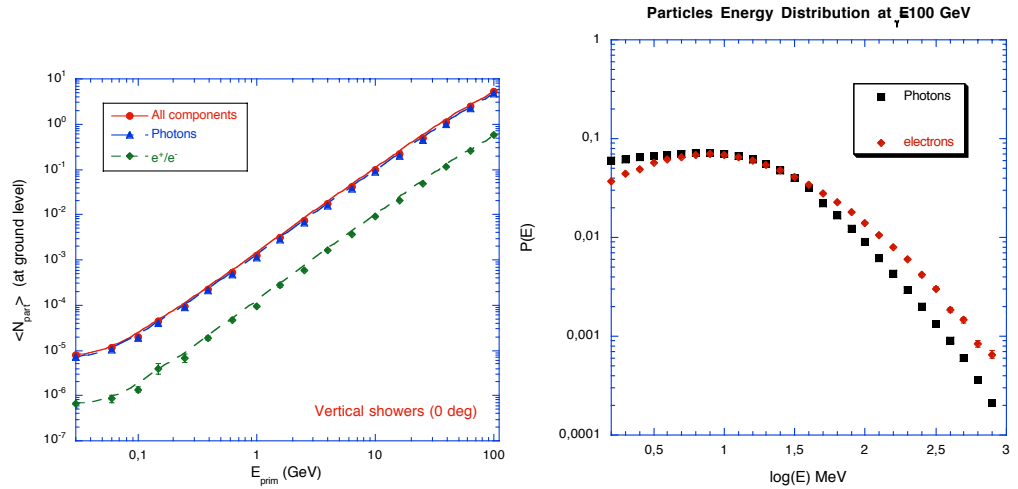


FIG. 15.1 – À gauche : nombre moyen de particules observables au niveau du sol (1 400 m), en fonction de l'énergie du photon initiant la gerbe. À droite : spectre d'énergie des particules secondaires observées au sol, pour des gerbes initiées par des photons de 100 GeV.

ne pourra évidemment pas pratiquer de triangulation pour déterminer l'orientation de la gerbe, ni même estimer de l'énergie de la particule incidente, puisqu'il sera impossible d'estimer à quelle distance du coeur de la gerbe se trouve le détecteur touché.

Plus l'énergie de la particule incidente est faible, moins on observe de particules au sol. À l'altitude de l'OPA (1 400 mètres), il n'est même plus certain qu'au moins une particule atteigne le sol si les gerbes sont initiées par des particules d'énergie inférieure à  $\sim 30$  GeV. Chaque gerbe individuelle est donc totalement noyée dans le bruit de fond, même au niveau d'un détecteur unique. Mais que se passerait-il si, soudainement, en l'espace d'une seconde, des milliers de milliards de particules énergétiques se présentaient dans l'atmosphère juste au-dessus du site d'Auger ? Le bruit de fond serait-il alors suffisamment amplifié, de manière cohérente sur l'ensemble des cuves, pour qu'on puisse s'en apercevoir ? La réponse est oui, et c'est le principe de détection des sursauts gamma par l'OPA. Car les flux de rayons gamma correspondant à ces événements cosmiques singuliers sont tout à fait exceptionnels, et le calcul montre qu'avec la surface collectrice d'Auger, même si seul un photon sur cent parvient à acheminer une particule secondaire jusqu'au sol, cela peut être suffisant, compte tenu de la brièveté et donc de la grande cohérence du phénomène, pour produire un signal significatif.

## 15.2 Gerbes de photons de basse énergie dans l'atmosphère

L'ingrédient essentiel du calcul du pouvoir de détection d'Auger pour les sursauts gamma est bien sûr la description des gerbes induites par des photons de relativement basse énergie dans l'atmosphère. Cette étude a été menée par Denis Allard dans le cadre de sa thèse à l'IPN, et nous lui sommes redevables de la plupart des résultats présentés

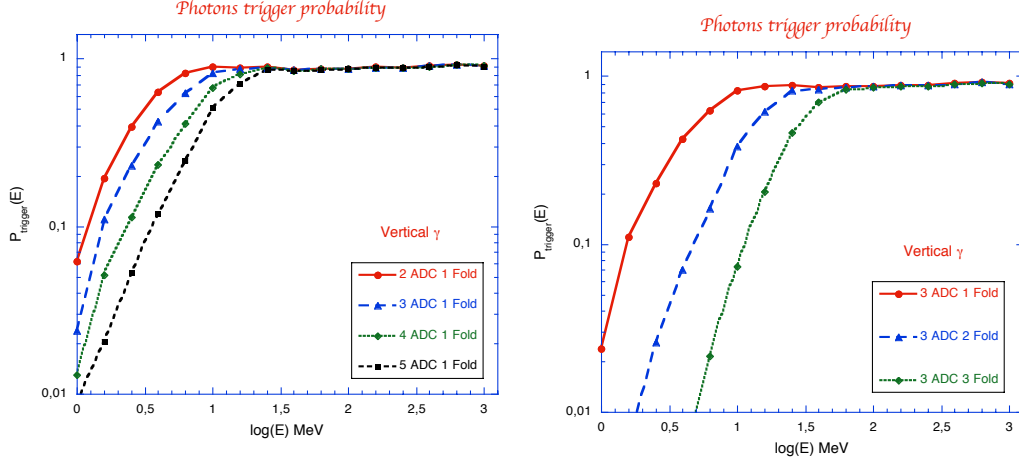


FIG. 15.2 – Probabilité qu’un photon traversant une cuve de l’OPA déclenche un trigger, en fonction de son énergie. À gauche : pour différents niveaux de signal (en nombre de canaux ADC), sur l’un quelconque des trois photomultiplicateurs. À droite : pour un seuil à 3 coups d’ADC, en coïncidence sur 1, 2 ou 3 photomultiplicateurs.

ici. L’étude se poursuit et suscite de plus en plus l’intérêt de la Collaboration Auger. En témoigne l’article que nous avons récemment présenté à l’ICRC 2005, et dont la liste des signataires s’est étoffée. L’idée est maintenant de mettre en place les *scalers* prévus sur chacune des cuves, qui permettront d’enregistrer les taux de comptage de manière précise et coordonnée, afin de mettre en œuvre la méthode. La brève description ci-dessous s’inspire de notre article, Allard, *et al.* (2005, ICRC, [astro-ph/0508441](#)), augmenté de figures illustrant plus complètement la situation, et pour lesquelles nous remercions à nouveau Denis Allard.

Sur la figure 15.1a, nous voyons le nombre moyen de particules potentiellement observables au niveau des cuves de l’OPA (1 400 mètres d’altitude), en fonction de l’énergie du photon initiant la gerbe. On y voit que ces particules sont essentiellement des photons, que le nombre moyen de particules augmente très rapidement avec l’énergie du photon incident, à peu près en  $E^{1.7}$ , et que l’énergie seuil au delà de laquelle chaque photon achemine au moins une particule au sol se situe vers 30–40 GeV. La distribution en énergie de ces particules secondaires est montrée sur la figure 15.1b, pour des gerbes initiées par un photon de 100 GeV. On voit qu’elle pique vers 1 MeV, aussi bien pour les photons que pour les électrons.

### 15.3 Réponse des détecteurs

Pour connaître la probabilité que ces particules, en traversant les cuves d’Auger, donnent lieu à un signal observable et apparaissent donc effectivement dans le taux de comptage, il faut encore connaître la probabilité de détection, au niveau d’une cuve, des photons, électrons et positrons de différentes énergies. Ceci est montré sur la figure 15.2, pour des photons, dans différentes conditions de trigger, et en exigeant ou non une coïncidence entre plusieurs des trois tubes photomultiplicateurs de la cuve.



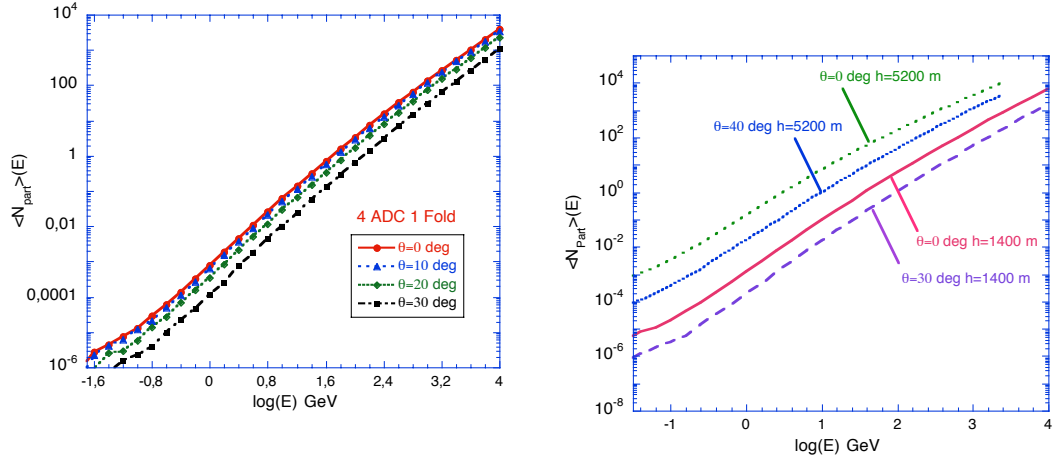


FIG. 15.3 – Taux de comptage effectif des particules au sol par photon incident, en fonction de son énergie. À gauche : pour différents angles d'incidence, par rapport au zénith. À droite : pour différentes altitudes.

En convoluant la distribution des particules au sol et la probabilité individuelle de produire un trigger, on obtient le taux de comptage au sol par photon incident, comme représenté sur la figure 15.3. À gauche, on voit que ce taux de comptage augmente rapidement avec l'énergie, à peu près en  $E^{1.6}$ , et que le taux de comptage diminue avec l'angle d'incidence du photon par rapport au zénith. La raison en est simplement que les gerbes plus inclinées traversent une plus grande épaisseur d'atmosphère, et parviennent donc plus difficilement à acheminer des particules jusqu'au sol. Sur la figure de droite, on voit également comment ce taux de comptage moyen évolue avec l'altitude des cuves. En installant les cuves d'Auger sur le site de Chacaltaya (5 300 m), on gagnerait un facteur 100 sur le signal (mais on augmenterait aussi le bruit de fond, cf. ci-dessous).

## 15.4 Sensibilité de l'OPA aux sursauts gamma

Avec ses 1 600 cuves à effet Cherenkov de  $10 \text{ m}^2$  de surface chacune, l'Observatoire Pierre Auger a de fait une surface de collection très impressionnante, de  $16\,000 \text{ m}^2$ .

Pour détecter un sursaut gamma, l'OPA doit enregistrer un taux de comptage global, c'est-à-dire sommé sur toutes les cuves, qui soit significativement plus élevé que les fluctuations statistiques du bruit de fond pendant la durée du sursaut. Soit  $L_{\text{GRB}}$  la luminosité du sursaut, en erg/s, intégrée dans un domaine d'énergie  $[E_{\text{min}}, E_{\text{max}}]$ , telle qu'elle est émise à la source, supposée au redshift  $z$ . Soit  $n_\gamma(E)$  le flux différentiel de photons effectivement reçus sur Terre, c'est-à-dire le nombre de photons/cm<sup>2</sup>/s/GeV. Son spectre s'étend de  $E_{\text{min}}/(1+z)$  à  $E_{\text{max}}/(1+z)$ , et sa normalisation est fixée par la relation suivante :

$$\int_{\frac{E_{\text{min}}}{1+z}}^{\frac{E_{\text{max}}}{1+z}} n_\gamma(E) E dE = \frac{L_{\text{GRB}}}{4\pi d_L^2(z)} \quad (15.1)$$

où  $d_L$  est la distance-luminosité de la source, reliée à  $z$  par les équations de la cosmologie habituelles.

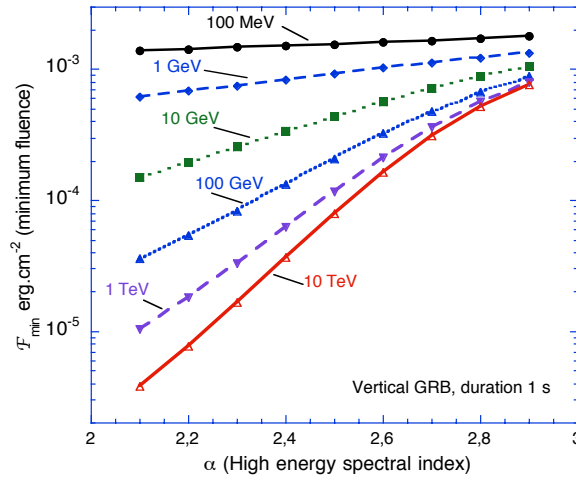


FIG. 15.4 – Fluence minimale requise pour une détection à  $5\sigma$  d'un sursaut gamma zénithal, d'une durée totale de une seconde.

Notons  $\mathcal{P}(E)$  la probabilité de détecter une particule, c'est-à-dire le taux de comptage moyen par photon incident à l'énergie  $E$ , déterminé ci-dessus. Notons encore  $B$  le taux de comptage du bruit de fond, qui pour le trigger choisi (seuil à 4 coups d'ADC, sans coïncidence requise), est de  $\sim 3.8$  kHz/cuve. Soient  $A$  la surface d'une cuve, et  $N_c$  le nombre de cuves totales. Soit  $\Delta t_{\text{GRB}}$  la durée du sursaut gamma. Pour détecter un sursaut avec une significativité statistiques de  $n_\sigma$  sigmas, il faut alors que soit vérifiée la condition suivante :

$$\int_{\frac{E_{\min}}{1+z}}^{\frac{E_{\max}}{1+z}} n_\gamma(E) \mathcal{P}(E) dE \geq \frac{n_\sigma}{S_\theta A} \sqrt{\frac{B}{N_c \Delta t_{\text{GRB}}}}, \quad (15.2)$$

où  $S_\theta$  est un facteur dépendant de la position du sursaut gamma dans le ciel de Malargüe, valant 1 pour un sursaut au zénith.

Comme le veut la statistique la plus élémentaire, on pourra se contenter de flux gamma plus faibles si la durée du sursaut est plus longue et si on dispose d'un plus grand nombre de cuves, mais les performance de détection n'augmentent bien sûr qu'avec la racine carrée de ces paramètres. En revanche, on voit que la significativité – ou « nombre de sigmas » – de la détection est proportionnelle à la surface collectrice *par cuve*. On a donc tout intérêt, en principe, à augmenter la surface des cuves, plutôt qu'à les multiplier.

Pour simplifier et fixer les idées, supposons que l'émission à haute énergie des sursauts gamma puisse s'obtenir en extrapolant les spectres observés à plus basse énergie par BATSE. Au-dessus de l'énergie du pic, on a typiquement une loi de puissance d'indice situé entre 2 et 3 (de moyenne 2.2). Ainsi, pour un spectre de photons reçus en  $n(E) = \kappa E^{-\beta}$ , où  $2 \leq \beta \leq 3$  et  $\kappa$  fixe la normalisation, on peut estimer la fluence minimale, en  $\text{erg}/\text{cm}^2$  (donc intégrée sur la durée du sursaut), intégrée entre 10 MeV et  $E_{\max}$ , pouvant conduire à la détection du sursaut par l'OPA, en fonction de l'indice  $\beta$  du spectre de photons et pour différentes valeurs de  $E_{\max}$ . Il suffit pour cela d'obtenir la normalisation  $\kappa$  à partir de l'équation (15.2), en exigeant un niveau de confiance de  $5\sigma$  pour la détection ( $n_\sigma = 5$ ), et d'en déduire la fluence correspondante par simple intégration sur l'énergie.

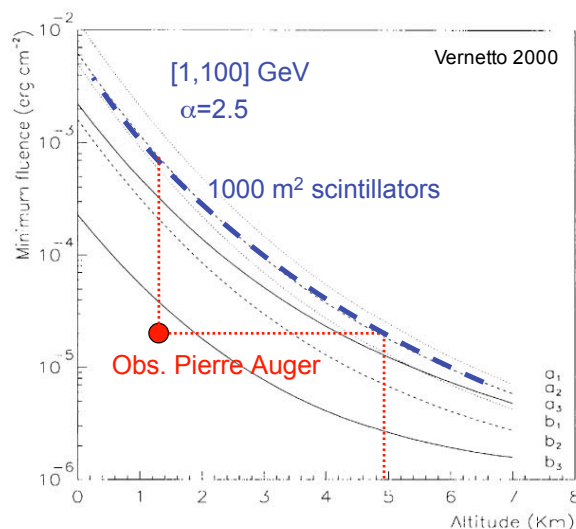


FIG. 15.5 – Fluence minimale de sursauts gamma pouvant être détectés par l'OPA, comparée aux performances de 1000 m<sup>2</sup> de scintillateurs (courbe épaisse en pointillé), en fonction de l'altitude où ils seraient installés. La fluence indiquée correspond à l'intégrale du flux entre 1 et 100 GeV, pour un spectre en  $E^{-2.5}$ . Les courbes proviennent de Vernetto (2000) et correspondent à différentes hypothèses de flux.

Le résultat est porté sur la figure 15.4, où l'on voit la fluence minimale en fonction de l'indice du spectre des photons, pour différentes énergies maximales. Bien sûr, si l'émission est limitée à relativement basse énergie, là où le nombre de particules secondaires au sol et donc la probabilité de déclenchement par cuve sont plus faible, il faudra augmenter la fluence du sursaut gamma. Mais ce qui est particulièrement intéressant, c'est de comparer ces fluences limites aux fluences typiques observées par BATSE (entre 20 keV et 2 MeV). Celles-ci se rangent entre  $10^{-6}$  et  $5 \cdot 10^{-4}$  erg/cm<sup>2</sup>. On voit donc que si les sursauts gamma émettent jusqu'à quelques GeV ou plus, comme le prédisent différents modèles, on devrait être tout à fait capable d'en détecter quelques uns avec l'OPA, en utilisant la technique décrite ici. À défaut, l'OPA permettra toujours de contraindre cette émission à haute énergie, particulièrement importante pour la modélisation de ces objets encore très mystérieux.

## 15.5 Comparaison avec d'autres détecteurs

Bien qu'il soit difficile d'estimer le taux de détection de sursauts gamma à l'aide de l'OPA – simplement parce que les modèles sont très imprécis en ce qui concerne l'émission à haute énergie –, il est assez simple de comparer les performances de l'OPA à celles d'autres détecteurs de sursauts gamma utilisant la même technique, mais avec des scintillateurs au lieu de cuves à effet Cherenkov. Ces détecteurs sont situés à très haute altitude, ce qui augmente le taux de comptage, mais il s'avère que les performances des cuves d'Auger pour la détection des photons sont si bonnes que notre détecteur parvient à rivaliser avec les meilleurs observatoires actuels, et même à les dépasser dans certains cas.

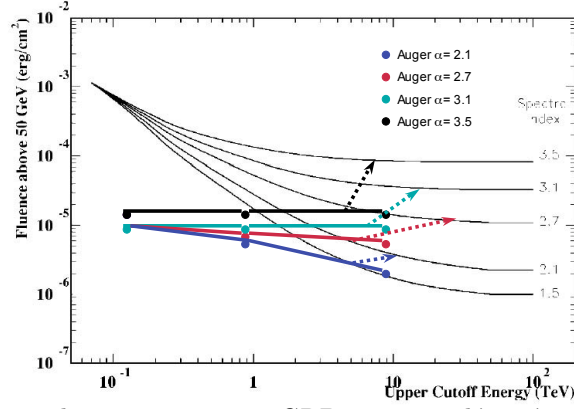


FIG. 15.6 – Étude du cas du sursaut gamma GRB 970417a, détecté par MILAGRITO. Les courbes fines donnent la fluence au-dessus de 50 GeV déduite des observations, pour différentes hypothèses sur la pente du spectre de photons (indiquées à droite, de 3.5 à 1.5), en fonction de l'énergie de coupure en TeV. Les traits épais montrent la fluence seuil pour une détection par l'OPA dans les quatre cas indiqués. Elle apparaît systématiquement très inférieure à la fluence déduite des observations, quelle que soit la forme du spectre et l'énergie de coupure des photons émis : Auger verrait donc un tel sursaut gamma.

Sur la figure 15.4, on compare la fluence minimale de sursauts gamma pouvant être détectés par l'OPA avec celle obtenue par des scintillateurs couvrant 1000 m<sup>2</sup> de surface, en fonction de l'altitude où ils seraient installés. La fluence indiquée correspond à l'intégrale du flux entre 1 et 100 GeV, pour un spectre en  $E^{-2.5}$ . Comme on le voit l'OPA apparaît 30 à 40 fois plus sensible que 1000 m<sup>2</sup> de scintillateurs installés à la même altitude, et aussi sensible que ces scintillateurs installés à  $\sim 5000$  m. Pour cette hypothèse concernant l'énergie maximale des photons, l'OPA est tout simplement aussi sensible que l'observatoire ARGO YBJ, installé au Tibet et spécialement conçu pour ce propos. Une telle performance nous paraît remarquable, pour un observatoire destiné initialement à tout autre chose, et il nous semble que ce nouvel objectif pour l'OPA ne devrait pas être négligé.

Notons d'ailleurs que les performances de l'OPA pourraient être encore bien meilleures si l'émission des sursauts gamma s'étendait à plus haute énergie, comme le suggèrent certains modèles. Une émission jusqu'au TeV serait même tout à fait envisageable dans certains cas, en association avec des flahes optiques (e.g. Beloborodov, 2005). Mais nous n'entrerons pas ici dans ces considérations théoriques qui dépassent le cadre de ce chapitre. Notre seul but était d'identifier les capacités de l'OPA pour la détection des sursauts gamma, et nous espérons avoir montré qu'elles étaient en effet tout à fait respectables.

Pour finir, et à titre d'exemple, nous nous penchons rapidement sur le cas d'un sursaut gamma *observé* par l'expérience MILAGRITO : GRB 970417a. Les analyses de l'excès de flux observé ont permis à Atkins *et al.* (2000) d'estimer la fluence intégrée du sursaut au-dessus de 50 GeV, pour différentes hypothèses de l'indice du spectre source, allant de 1.5 à 3.5. Ces fluences directement déduites de l'expérience sont portées sur la figure 15.5, en fonction de l'énergie maximale des photons. Nous avons superposé aux

courbes de fluences prédites les valeurs limites de détection à  $5\sigma$  par l'Observatoire Pierre Auger. Comme on peut le voir, la fluence observée est toujours de 5 à 10 fois supérieure à la sensibilité d'Auger, d'où on peut déduire tout simplement qu'un tel sursaut, dans le champ de vue de l'OPA (c'est-à-dire à moins de  $30^\circ$  du zénith), serait détecté sans le moindre problème quelle que soit la valeur de l'indice spectral, et quelle que soit la valeur de l'énergie de coupure à la source. Il n'en faudra pas plus, nous l'espérons, pour inciter la communauté des sursauts gamma à garder une oreille attentive aux futurs résultats de l'OPA dans ce domaine (qu'ils soient positifs ou négatifs), et la Collaboration Auger à poursuivre le genre d'étude esquissé rapidement dans ce chapitre.

## Chapitre 16

# Méthode générale pour la mesure des anisotropies à grande échelle angulaire

Nous avons longuement insisté dans les parties I et II sur l'importance que nous attachions aux questions relatives à l'anisotropie du rayonnement cosmique, dans tous les domaines énergie. À basse énergie, notamment, l'évolution de l'amplitude des anisotropies avec l'énergie recèle des informations capitales sur la dépendance en énergie du coefficient de diffusion des particules, et par conséquent sur la pente du spectre source des rayons cosmiques. Au niveau de la cheville, c'est par l'étude de ces anisotropies que nous espérons contraindre la manière dont s'effectue la transition attendue entre une composante galactique et une composante extragalactique, en liaison également avec la perte de confinement des particules par les champs magnétiques galactiques. À très haute énergie, l'isotropie apparente du rayonnement cosmique pourrait bien rester la principale énigme soulevée par la phénoménologie de ces particules, si la coupure GZK est finalement présente.

Conscients de l'importance de ces mesures d'anisotropie, nous nous sommes donc penchés sur les techniques qui s'y rapportent. Gênés par les limitations des méthodes habituellement employées, qui soit ne s'intéressent qu'à la distribution des rayons cosmiques en ascension droite (à l'exclusion, donc, de la déclinaison), soit ne peuvent s'appliquer qu'à des expériences réalisant une couverture totale du ciel (inexistantes pour le rayonnement cosmique au-delà du PeV!), nous avons finalement proposé une méthode originale qui représente essentiellement une généralisation des méthodes évoquées ci-dessus et permet d'en dépasser les limites.

C'est cette méthode que nous présentons ici, décrivant son fonctionnement et comparant ses performances à celles de la méthode de Rayleigh habituelle.

### 16.1 Aperçu général

Quelques points clé sur la méthode :

- La méthode permet le calcul quasi instantané d'un dipôle et/ou d'un quadripôle sous-jacent dans une distribution angulaire de rayons cosmiques (ou de tout autre type d'événements, bien sûr) : elle n'implique que des manipulations algébriques

élémentaires, sans procédure d'ajustement sur les données d'une représentation formelle du flux.

- La procédure fournit à la fois l'amplitude du dipôle sous-jacent et son orientation dans le ciel, par son ascension droite *et* sa déclinaison.
- La méthode est utilisable avec n'importe quel type de détecteurs, même s'il n'observe qu'une partie limitée du ciel.
- Les performances de la méthode ont été évaluées par un traitement statistique complet, pour des orientations particulières de l'anisotropie sous-jacente ou pour une orientation quelconque.
- On peut caractériser chaque détecteur individuel par sa « puissance » vis-à-vis de cette méthode. Il s'agit d'un nombre sans dimension qui permet de déterminer le nombre d'événements qu'il faut accumuler pour détecter une anisotropie d'amplitude donnée avec une significativité statistique donnée. Cette « puissance » ne dépend que de la fonction de couverture du ciel réalisée par le détecteur. Plus la fraction du ciel couverte est grande, plus la puissance augmente, mais la forme exacte de la couverture intervient aussi. Nos calculs analytiques concordent parfaitement avec les simulations dans les cas où ils sont possibles.
- En permettant de définir la sensibilité d'un détecteur quelconque à la mesure des anisotropies, cette méthode permet aussi de mesurer le gain qu'engendrerait l'installation d'Auger Nord pour la mesure des anisotropies de grande échelle
- La méthode est généralisable aux ordres plus élevés, mais devient algébriquement délicate au-delà du quadripôle. Nous n'envisageons pas de pousser le développement aux ordres plus élevés, préférant recourir alors à une méthode statistique de détermination des coefficients  $C_l$ , telle que développée par nos collègues (e.g. Deligny, *et al.*, 2004). NB : dans le cas du rayonnement cosmique à haute énergie, les anisotropies à petite échelle angulaire devraient en réalité contenir des signaux liés à des sources individuelles, dont nous pensons qu'il faudrait ôter la contribution pour donner un sens intéressant, sur le plan astrophysique, aux anisotropies d'ordre élevé.

Nous reproduisons ici notre article, “*Generalised 3D-reconstruction method of a dipole anisotropy in cosmic-ray distributions*” (Aublin & Parizot, 2005, A&A, 441, 407), décrivant la méthode appliquée au cas du dipôle. Nous renvoyons également à notre article présenté à l'ICRC 2005 (Aublin & Parizot, 2005, ICRC) indiquant une généralisation au cas du quadripôle, ainsi qu'à un article plus approfondi en préparation, décrivant dans le détail le cas du quadripôle et incluant certains développements analytiques intéressants.

## 16.2 Abstract

We develop a method for studying the anisotropy of a cosmic-ray angular distribution, using both the right ascension and the declination of the arrival directions. It generalises the full-sky coverage method of Sommers (2001) to partial-sky coverage experiments. When the angular distribution consists of a dipolar modulation of an otherwise isotropic flux, the method allows one to reconstruct the dipole amplitude and the dipole orientation in 3D space. We analyse the statistical properties of the method in detail, introducing the concept of reconstruction power, and show that it is generally more powerful than the standard Rayleigh analysis in right ascension. We clarify the link between the traditionally-used first harmonic amplitude and the true physical dipole amplitude,

and we investigate the variation of the reconstruction powers as a function of the dipole orientation. We illustrate the method by computing the amplitude and angular reconstruction powers of the Pierre Auger Observatory, with the Southern site alone and with both Southern and Northern sites. In this particular case, we find that with an additional similar site in the Northern hemisphere the time needed for the method to reveal a significant departure from an isotropic cosmic-ray distribution would be reduced by a factor of about eight.

## 16.3 Introduction

Although cosmic-rays (CRs) have been known for almost one century, their origin remains uncertain, mostly because their trajectories are bent by Galactic magnetic fields so they do not individually point back to their sources. Moreover, since these fields are chaotic on scales ranging at least from  $10^8$  cm to  $10^{20}$  cm (Armstrong et al. 1995), the transport of CRs is diffusive up to high energies, which tends to make their angular distribution isotropic. Therefore, even collectively, the CR arrival directions offer virtually no information about the source distribution in space.

However, as the energy of the CRs increases, anisotropies can appear either because the diffusive approximation does not hold anymore or because the diffusion coefficient becomes large enough to reveal intrinsic inhomogeneities in the source distribution. Specifically, even if the diffusive regime holds, the density of CR sources in the Galaxy is believed to be larger in the inner regions than in the outer ones, and this can cause a slightly higher CR flux coming from the Galactic centre (GC) than from the anti-center. Likewise, the global CR streaming away from the Galactic plane (towards the halo) can be a source of measurable anisotropy. However, the detailed angular distribution of CRs is quite hard to predict, even if we assume a definite source distribution, because it also depends on the propagation conditions, which are related to both large scale and small scale magnetic field configurations, and on the position of the Earth relative to major magnetic structures, such as the local Galactic arm. The presence of numerous nearby superbubbles, which can break out the Galactic disk and produce chimneys (e.g. de Avillez & Berry 2001) along which CRs diffuse more easily into the halo, can also be responsible for specific CR anisotropies.

Under the simplest assumptions (isotropic diffusion, homogeneous distribution of sources in the Galactic disk), the off-centered position of the Earth in the Galaxy (radially and vertically) leads to a dominant dipole anisotropy with an amplitude  $\alpha$  proportional to the energy-dependent diffusion coefficient,  $D(E)$  (e.g. Jones et al. 2001). At higher energy, it is also expected that the influence of local structures will become less important. A dipole anisotropy, although with a small amplitude, can also arise because of the relative motion of the solar system with respect to the interstellar plasma carrying the diffusing centers. At ultra-high-energy (UHE), a dipole can also appear if CRs propagate in straight lines from exotic sources distributed all over the Galactic halo, e.g. related to the dark matter (e.g. Berezhinsky 2000), or if a roughly diffusive propagation settles between a dominant source (e.g. the Virgo cluster) and our Galaxy. Higher order multipoles can also arise naturally in some models. For instance, a dominant quadrupole in the UHECR angular distribution could result from an equatorial excess of sources in supergalactic coordinates (Sommers 2001).

From a general point of view, characterisation of the CR anisotropy provides useful information for constraining the GCR diffusion models, notably the effective diffusion coefficients, related to the magnetic field structure. Indeed, the level of CR anisotropy



depends on the diffusion coefficient : in a simple model where CR sources are homogeneously distributed in a disk of thickness  $2h$  and the CRs are confined in a halo of height  $H$ , the anisotropy at a distance  $z$  above the Galactic plane ( $z < h$ ) is estimated as  $\delta \simeq 3D/cH \times z/h$  (Ptuskin 1997). Anisotropy measurements at various energies can thus provide crucial information about the energy dependence of the diffusion coefficient. This information is particularly important for constraining the GCR source spectrum, since it sets the relation between the source power-law index and the observed one, through the energy-dependent confinement of CRs in the Galaxy.

In Sect. 16.4, we present a method for deriving the parameters of an assumed dipole anisotropy in the CR angular distribution, following Sommers (2001) in using both the right ascension RA and declination  $\delta$  of a discrete set of CRs. This contrasts with the standard “Rayleigh analysis” (i.e. harmonic analysis on the circle) used in cosmic-ray physics, which makes use of the CR distribution in right ascension only (Linsley 1975). The method explained below essentially consists of a generalization of Sommers’ method (i.e. harmonic analysis on the sphere, Sommers 2001) to limited sky coverage. In Sect. 16.5, we quantitatively study the statistical power of the method for reconstructing the dipole amplitude and orientation in 3-dimensional space (two angular dimensions). We then apply this study to the case of the Pierre Auger Observatory (PAO, e.g. Auger Collaboration 2004), which will soon obtain the largest data set in the crucial energy range between  $10^{18}$  and  $5 \cdot 10^{18}$  eV, i.e. at the end of the GCR component before the transition to extragalactic CRs. We then compare the accuracy of the Rayleigh analysis with that of our 3D method. We also discuss the increase in the reconstruction power which will be provided by the second site of the PAO to be installed in the Northern hemisphere.

## 16.4 Dipole reconstruction procedure

### 16.4.1 Anisotropy in right ascension : the Rayleigh analysis

The standard way to estimate the anisotropy of the CR distribution at a given energy consists in performing a Fourier analysis of the CR arrival directions and computing the first-harmonic amplitude in right ascension  $r_{1h}$ . This is obtained from the sums of the sine and cosine of the right ascension of each of the  $N$  events, which is also the azimuthal angle  $\varphi$  in equatorial spherical coordinates :

$$a = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos \varphi_i \quad \text{and} \quad b = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin \varphi_i, \quad (16.1)$$

as

$$r_{1h} = \sqrt{a^2 + b^2}. \quad (16.2)$$

The direction of the anisotropy is also obtained from the phase of the first harmonic in right ascension :

$$\psi_{1h} = \arctan \frac{b}{a}. \quad (16.3)$$

The reconstructed values of the first harmonic amplitude and phase converge towards the actual ones when the number of CRs tends to infinity. The distribution of reconstructed values for limited data sets has been analysed formally by Linsley (1975). For sufficiently large numbers of events,  $N \gg 4/r_{1h}^2$ , it is well described by a Gaussian distribution with widths  $\sigma_r = \sqrt{2/N}$  and  $\sigma_\psi = \sqrt{2/Nr_{1h}^2}$ . For the purpose of comparison

with the 2D approach described below, we can reformulate this result by defining the *significance* of the measurement of a given anisotropy amplitude,  $r_{1h}$ , as the “number of sigmas” :

$$n_\sigma = \frac{r_{1h}}{\sigma_r} = \frac{1}{\sqrt{2}} r_{1h} \sqrt{N}. \quad (16.4)$$

With the above method, the direction of the flux excess is only known by its RA coordinate, since no information about the declination is available. This is an obvious consequence of the initial choice of marginalising with respect to this variable, which is usually made for practical reasons. The acceptance of a CR experiment usually depends much more on declination than on right ascension, because all the points of the sky at the same declination are observed in roughly the same conditions as the Earth rotates around its poles. In the case of experiments working around 1–100 TeV, the CR anisotropy is so low (see Sect. 16.3) that even a limited uncertainty on the order of 1% in the declination dependence of the acceptance would completely blur the results.

At higher energies, however, the anisotropy is expected to be higher, and the determination of its direction, in right ascension *and* declination, appears both possible and desirable. In the next subsection, we recall the method proposed by Sommers (2001) in the case of a full sky coverage experiment, and then we give a generalisation for partial-sky coverage.

### 16.4.2 Complete dipole reconstruction with full sky coverage

Let us start by writing the assumed shape of the CR angular distribution :

$$\Phi(\mathbf{u}) = \frac{\Phi_0}{4\pi} (1 + \alpha \mathbf{D} \cdot \mathbf{u}), \quad (16.5)$$

where the differential flux,  $\Phi$ , in direction  $\mathbf{u}$  consists of an isotropic part,  $\Phi_0/4\pi$ , modulated by a dipolar component, in  $\cos(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{D}})$ . Here,  $\mathbf{D}$  is the unit vector pointing in the direction of the dipole, and  $\alpha$  is the dipole amplitude relative to the monopole :  $0 \leq \alpha \leq 1$ . This can be seen as the first order development in spherical harmonics of the CR angular distribution. In the following, we shall always assume that the higher order terms (quadripole, etc.) are negligible, so that the flux which we want to reconstruct is of the form of Eq. (16.5). Specifically, we want to derive  $\alpha$  and  $\mathbf{D}$  from the data, i.e. three parameters : one amplitude, and two angles.

The idea is to compute some integral quantities and to identify their theoretical values with the discrete versions provided by discrete sums over experimental data. In order to reconstruct the three parameters of a dipole, we need three quantities and an additional one corresponding to the global flux normalization. This is provided by the following moments of order zero and one :

$$I_0 = \int \Phi(\mathbf{u}) d\Omega \quad \text{and} \quad \mathbf{I} = \int \mathbf{u} \Phi(\mathbf{u}) d\Omega. \quad (16.6)$$

It is straightforward to obtain these integrals over the whole sky when  $\Phi(\mathbf{u})$  is given by Eq. (16.5) :

$$I_0 = \Phi_0 \quad \text{and} \quad \mathbf{I} = \frac{1}{3} \Phi_0 \times \alpha \mathbf{D}. \quad (16.7)$$

The discrete version of these integrals,  $S_0$  and  $\mathbf{S}$ , are obtained by dividing the sky into a series of pixels  $\{(i, j)\}$  with solid angle  $\delta\omega_{i,j}$  and changing the continuous integral

into a sum over all the pixels :

$$\int f(\mathbf{u})d\Omega \longrightarrow \sum_{(i,j)} f_{i,j} \delta\omega_{i,j}. \quad (16.8)$$

Let  $N_{i,j}$  be the number of CRs observed in the direction of the pixel  $(i, j)$ . Introducing the *exposure* of a given direction on the sky,  $\mathcal{E}(\mathbf{u})$  (in  $\text{m}^2\text{s}$ ), relevant to a particular CR experiment, one can write the differential number of events observed in direction  $\mathbf{u}$ , within  $d\Omega$ , as :

$$\frac{dN}{d\Omega}(\mathbf{u})d\Omega = \Phi(\mathbf{u})\mathcal{E}(\mathbf{u})d\Omega \longrightarrow N_{i,j} = \Phi_{i,j}\mathcal{E}_{i,j}\delta\omega_{i,j}. \quad (16.9)$$

Transforming the integrals in Eq. (16.6) according to (16.8), and replacing  $\delta\omega_{i,j}$  from Eq. (16.9), one obtains :

$$I_0 \rightarrow S_0 = \sum_{(i,j)} \frac{N_{i,j}}{\mathcal{E}_{i,j}} \quad \text{and} \quad \mathbf{I} \rightarrow \mathbf{S} = \sum_{(i,j)} \frac{N_{i,j}\mathbf{u}_{i,j}}{\mathcal{E}_{i,j}}, \quad (16.10)$$

where  $\mathbf{u}_{i,j}$  is the unit vector in the direction of pixel  $(i, j)$ .

The last step consists in changing the sum over all directions (or pixels) into a sum over all events. This is done by noting that when one sums over all the events in the same pixel,  $(i, j)$ , one actually adds up the corresponding value  $N_{i,j}$  times. Therefore, for any quantity  $F$ , if  $F_{i,j}$  denotes its value in direction  $(i, j)$ , and  $F_k$  is its value in the direction of event  $k$ , one can write :

$$\sum_{(i,j)} N_{i,j}F_{i,j} = \sum_k F_k, \quad (16.11)$$

where the first sum is over all the pixels, and the second is over all the events.

Applying this to Eqs. (16.10), one finally gets the discrete versions of Eq. (16.6) :

$$S_0 = \sum_k \frac{1}{\mathcal{E}_k} \quad \text{and} \quad \mathbf{S} = \sum_k \frac{\mathbf{u}_k}{\mathcal{E}_k}, \quad (16.12)$$

where the sums are over all the events and  $\mathcal{E}_k$  is the exposure of the sky in the direction of event  $k$ , namely  $\mathbf{u}_k$ , as observed with the experiment under consideration.

The above four discrete sums,  $S_0$  and  $\mathbf{S}$ , can be straightforwardly computed from the data (provided that the sky exposure is known, which simply derives from the detector's aperture). The derivation of the dipole parameters then follow directly from the identification with  $I_0$  and  $\mathbf{I}$ , as given by Eqs. (16.7). The dipole amplitude and directions are estimated (given the finite set of events available) as :

$$\alpha = 3 \frac{\|\mathbf{S}\|}{S_0} \quad \text{and} \quad \mathbf{D} = \frac{\mathbf{S}}{\|\mathbf{S}\|}. \quad (16.13)$$

Obviously, the greater the number of events  $N$ , the more accurate these estimates (see Sect. 16.5).

### 16.4.3 Generalisation to the case of partial sky coverage

As noted by Sommers (2001), the discrete sums of Eq. (16.10) are meaningless in regions where the exposure is null. This prevents one from using the method in its

current form with partial-sky coverage data sets. However, the above derivation makes it clear that a generalisation to such a case is possible, although slightly more complicated from the algebraic point of view. The simplicity of the method was due to the fact that the matrix giving  $I_0$  and  $\mathbf{I}$  as a function of the dipole parameters,  $\alpha$  and  $\mathbf{D}$ , could be straightforwardly inverted to give  $\alpha$  and  $\mathbf{D}$  as a function of the integral moments, or their approximations  $S_0$  and  $\mathbf{S}$ , as summed up in Eqs. (16.13). Exactly the same procedure can be followed in the case of a limited sky coverage experiment.

Since the sums in Eqs. (16.13) are over detected events, it is clear that the exposures,  $\mathcal{E}_k$ , in the denominator can never be zero, even though there are parts of the sky where the exposure is null. To identify  $S_0$  and  $\mathbf{S}$  with the corresponding moments,  $I_0$  and  $\mathbf{I}$ , one simply needs to integrate the latter only over the part of the sky which is actually observed. Interestingly, the sky region covered by any terrestrial observatory (operating for a long enough period of time) will always be limited by lines of constant declination, i.e. independent of RA. This is an obvious consequence of the Earth's rotation around its axis and the Sun. We thus assume in the following that the part of the sky where the exposure is non-zero is contained between declination  $\delta_{\min}$  and  $\delta_{\max}$  (in equatorial coordinates), corresponding to spherical  $\theta$  coordinates (as measured from the North Pole) between  $\theta_{\min}$  and  $\theta_{\max}$ . Note that we do not require the exposure to be independent of RA, which is usually not the case because of seasonal effects (e.g. related to temperature variations of the acceptance), but only that if a point on the celestial sphere with declination  $\delta$  can be observed by the detector, then all the points at the same declination can also be observed (possibly with a different exposure), whatever their right ascension.

We thus rewrite the zeroth and first order moments of the CR intensity as :

$$\begin{aligned} I_0 &= \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \Phi(\mathbf{u}) \\ \text{and } \mathbf{I} &= \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \mathbf{u} \Phi(\mathbf{u}), \end{aligned} \quad (16.14)$$

which can be integrated using Eq. (16.5) as :

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{\Phi_0 d}{4} (2 + s\alpha D_z) \\ I_x &= \frac{\Phi_0 d}{4} (1 - \gamma)\alpha D_x \\ I_y &= \frac{\Phi_0 d}{4} (1 - \gamma)\alpha D_y \\ I_z &= \frac{\Phi_0 d}{4} (s + 2\gamma\alpha D_z) \end{aligned} \quad (16.15)$$

where we have introduced the difference, sum, and product

$$\begin{aligned} d &= \cos \theta_{\min} - \cos \theta_{\max} \\ s &= \cos \theta_{\min} + \cos \theta_{\max} \\ p &= \cos \theta_{\min} \times \cos \theta_{\max} \end{aligned} \quad (16.16)$$

and defined

$$\gamma \equiv \frac{s^2 - p}{3}. \quad (16.17)$$

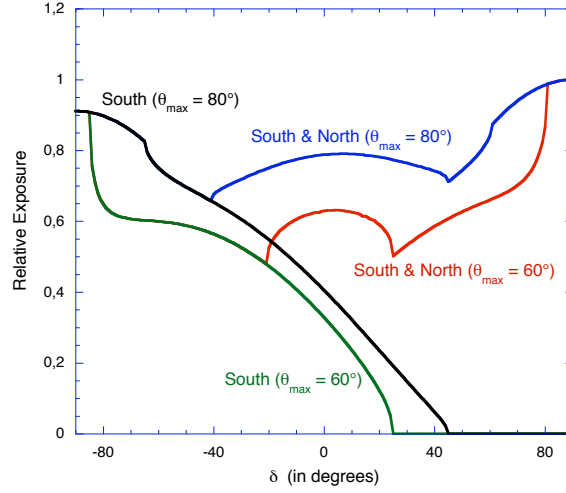


FIG. 16.1 – Relative exposure of the PAO surface detector (either one or two sites) as a function of declination in equatorial coordinates, assuming efficient detection up to a maximum zenith angle of either  $60^\circ$  or  $80^\circ$ .

Finally, Eqs. (16.15) can be inverted to obtain

$$\begin{aligned}\alpha D_x &= \frac{I_x}{sI_z - 2\gamma I_0} \frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \\ \alpha D_y &= \frac{I_y}{sI_z - 2\gamma I_0} \frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \\ \alpha D_z &= \frac{sI_0 - 2I_z}{sI_z - 2\gamma I_0}\end{aligned}\tag{16.18}$$

As in the case of a full-sky coverage, the dipole parameters can thus be evaluated straightforwardly from the discrete versions of  $I_0$  and  $\mathbf{I}$ , which are still given by Eqs. (16.12). The dipole direction is reconstructed as the direction of the vector on the right hand side of Eqs. (16.18), while its amplitude is its norm. For instance, the reconstructed dipole amplitude,  $\alpha_{\text{rec}}$ , writes

$$\alpha_{\text{rec}}^2 = \frac{\left(\frac{\gamma-p}{\gamma-1}\right)^2 (S_x^2 + S_y^2) + (sS_0 - 2S_z)^2}{(2\gamma S_0 - sS_z)^2},\tag{16.19}$$

which reduces to  $\alpha_{\text{rec}}^2 = 9(S_x^2 + S_y^2 + S_z^2)/S_0^2$ , as expected, in the case of a full-sky coverage experiment ( $s = 0$ ,  $d = 2$ ,  $p = -1$ ,  $\gamma = 1/3$ ).

An obvious advantage to this method over the 2D Rayleigh method is that it entirely characterises the dipole vector, i.e. the direction of the anisotropy both in declination and right ascension. One could worry, however, that this is at the expense of reconstruction accuracy, since it is essentially the same data set that is used to derive one more (angular) piece of information. We show in the next section that this is not the case, and that the dipole reconstruction accuracy is in fact generally better with the method presented here.

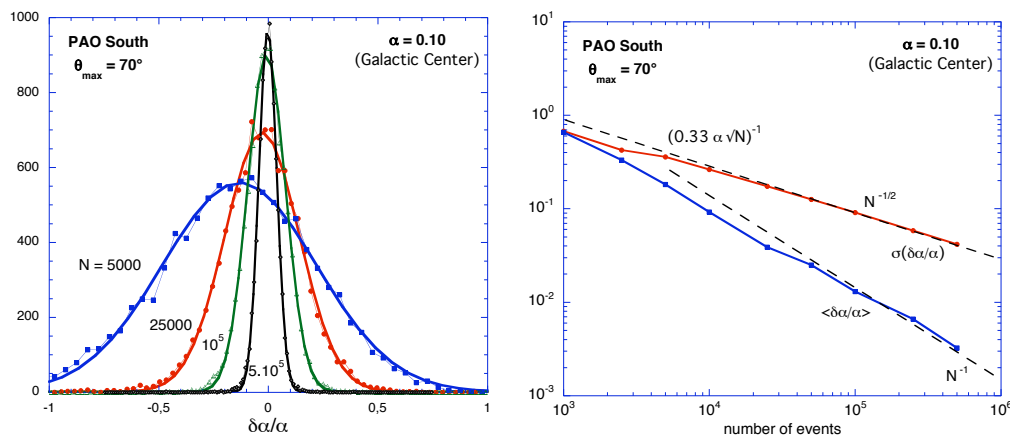


FIG. 16.2 – Left : distributions of the relative error on the reconstructed dipole amplitude for various sizes of the data set, as indicated, in the case of the PAO detector only with the Southern site, and a maximum zenith angle of  $70^\circ$ . Right : bias and dispersion of the reconstructed amplitude for a dipole with  $\alpha = 0.10$  pointing towards the Galactic centre (GC), as a function of the number of events.

## 16.5 Reconstruction accuracy

### 16.5.1 Monte-Carlo technique

The power of Eqs. (16.18) for a dipole reconstruction can be evaluated by generating random samples of events, and building the sums  $S_0$  and  $\mathbf{S}$  in Eq. (16.12) to reconstruct the underlying dipole blindly (cf. Sommers, 2001). We thus generated artificial data sets of various sizes, according to the anisotropic flux given in Eq. (16.5), also taking the relative exposure of the different parts of the sky into account as observed by any particular experiment of our choice. This comes down to randomly drawing  $N$  directions over the sky, i.e.  $N$  pairs of angles  $(\theta_i, \varphi_i)$  representing the arrival direction of the cosmic-rays, with a probability  $\mathcal{P}(\mathbf{u}) = \Phi(\mathbf{u}) \times \mathcal{E}(\mathbf{u})$ , where  $\Phi(\mathbf{u})$  is given by Eq. (16.5) and  $\mathcal{E}(\mathbf{u})$  depends on the experiment considered.

As an illustration, we considered the case of the Pierre Auger Observatory (PAO), either with the Southern site only or with both the Southern and Northern sites. We first calculated the corresponding exposure function for CRs at sufficiently high energy for the detection efficiency to be saturated, i.e. independent of the CR arrival direction. The effective detection area is thus simply the ground area multiplied by  $\cos\theta_z$ , where  $\theta_z$  is the local zenith angle. The exposure of a given point in the “equatorial sky” (declination,  $\delta$ , and right ascension, RA) is then obtained by integrating over the path of that point in the “local sky” over the detector, which depends on its latitude on Earth. The Southern site is located at  $\lambda \simeq -35.2^\circ$ , while the Northern site is not chosen yet, but should be at a similar (positive) latitude. The result is shown in Fig. 16.1 for different assumptions concerning the maximum zenith angle up to which the detector is assumed to be working, namely  $\theta_{z,\max} = 60^\circ$  and  $80^\circ$ . The PAO is expected to be working in standard reconstruction mode up to  $\sim 70^\circ$ , which is the value that we adopt for  $\theta_{z,\max}$  in the calculations below (Auger Collaboration, 2004).

We then estimate the dipole reconstruction accuracy for various values of the dipole amplitude,  $\alpha$ , and direction,  $(\theta_d, \varphi_d)$ , and for various sizes of the data set,  $N$ . In each case,

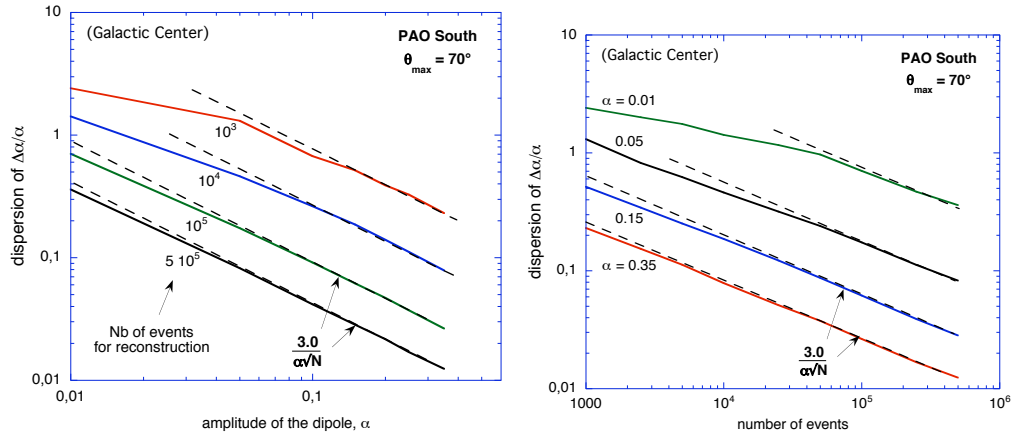


FIG. 16.3 – Variation of the dispersion of  $\delta\alpha/\alpha$  as a function of  $\alpha$  for various sizes of the data set (left) and as a function of  $N$  for various values of  $\alpha$ . The fit given by formula (16.20) is also drawn.

we simulate a large number of data sets (namely  $10^4$ ), and compare the reconstructed dipole parameters with the input values.

### 16.5.2 Reconstruction of the dipole amplitude and direction

The distribution of the reconstructed dipole amplitudes are shown on Fig. 16.2a for various values of  $N$  in the case of a dipole oriented towards the GC with an amplitude of 10% ( $\alpha = 0.1$ ). The plotted quantity is the relative error on the reconstructed amplitude, namely  $\delta\alpha/\alpha = (\alpha_{\text{true}} - \alpha_{\text{rec}})/\alpha_{\text{true}}$ . Its distribution is seen to be very close to Gaussian, even for relatively small data sets. The bias and dispersion both decrease when the data set gets larger. In Fig. 16.2b, this decrease is shown to follow an  $N^{-1}$  law and  $N^{-1/2}$  law at large  $N$ , respectively, as expected from statistics. Note also that the bias is always smaller than the dispersion.

In Fig. 16.3, we show the dispersion of  $\delta\alpha/\alpha$  as a function of  $\alpha$  for various sizes of the data set and as a function of  $N$  for various values of  $\alpha$ . As can be seen, it obeys a general law  $\sigma(\delta\alpha/\alpha) \propto (\alpha\sqrt{N})^{-1}$ , which allows us to write the significance of a given measurement (number of sigmas, as in Eq. 16.4) :

$$n_\sigma = [\sigma(\delta\alpha/\alpha)]^{-1} = K_\alpha \alpha \sqrt{N}, \quad (16.20)$$

where we have introduced the so-called *reconstruction power*,  $K_\alpha$ , of the detector. This parameter fully characterises the ability of the detector under consideration to measure the amplitude of an underlying dipole anisotropy in the CR flux. In the case of a non-uniform sky coverage, the reconstruction power also depends on the orientation of the dipole, as further discussed in the next subsection. For instance, in the case of a dipole oriented in the GC direction, observed by the Southern site of the PAO, the reconstruction power is  $K_\alpha = 0.33$ , as shown by the fits on Fig. 16.3.

Likewise, in Fig. 16.4a we show the distribution of the error on the reconstructed dipole declination,  $\delta = \pi/2 - \theta$ , for various sizes of the data set and, in Fig. 16.4b, the evolution of the bias and dispersion in  $\delta$ ; similar results are obtained with the other angular dimension, namely the right ascension of the dipole vector. A similar law is

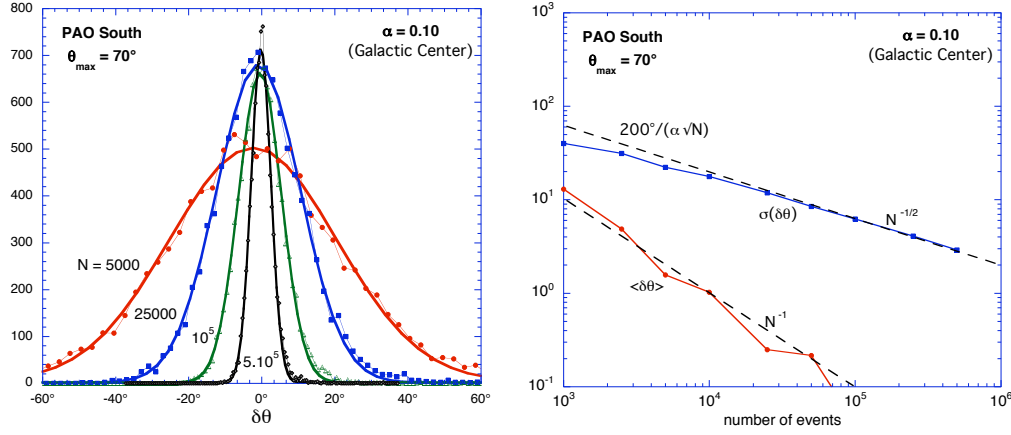


FIG. 16.4 – Distributions of the relative error on the reconstructed dipole direction (left), and evolution of the corresponding bias and dispersion as a function of the number of events (right), for a dipole of amplitude  $\alpha = 0.1$  oriented towards the GC, observed with the Southern site of PAO detector with  $\theta_{\max} = 70^\circ$ .

obtained for reconstruction of the declination as for the amplitude :

$$\sigma_{\text{dec}} = \frac{1}{K_{\text{dec}} \alpha \sqrt{N}}. \quad (16.21)$$

In the case of the Southern site of the PAO with a dipole in the GC direction, one finds an angular power of  $K_{\text{dec}} \simeq 0.28 \text{ rad}^{-1}$  or, if one prefers,  $K_{\text{dec}}^{-1} \simeq 200^\circ$ . Likewise for the reconstruction of the RA, one finds  $K_{\text{RA}} \simeq 0.38 \text{ rad}^{-1}$ , i.e.  $K_{\text{RA}}^{-1} \simeq 150^\circ$ . For instance, if  $\alpha = 0.05$  (as could be suggested by the AGASA data for CRs at  $\sim 10^{18}$  eV ; Hayashida et al. 1999) and for a data set of  $10^5$  events, the angular reconstruction accuracy is about  $12^\circ$  for  $\delta$  and  $9.4^\circ$  for RA.

### 16.5.3 Comparison with the standard Rayleigh analysis

In order to compare the power of our method with that of the standard analysis in right ascension, we first need to examine the link between  $r_{1h}$  and the dipole amplitude,  $\alpha$ . Indeed, while the significance of an anisotropy measurement has the same form in both cases, Eqs. (16.4) and (16.20), it should be kept in mind that the first harmonic amplitude in right ascension has no clear physical meaning. It would thus be misleading to interpret Eq. (16.4) as demonstrating that the reconstruction power of the standard Rayleigh method is  $1/\sqrt{2} \sim 0.707$ . To compare the reconstruction power of the two methods, we need to evaluate the significance of the anisotropy measurement *for the same value of the dipole amplitude*. Therefore, we need to relate  $r_{1h}$  and  $\alpha$ .

In the standard Rayleigh method, the basic quantities computed from the data are  $a$  and  $b$ , given by Eq. (16.1). These are in fact discrete versions of continuous integrals which can be identified, according to the relations (16.8) and (16.9), as :

$$a = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos \varphi_i = \frac{2}{N} \int \Phi(\mathbf{u}) \varepsilon(\mathbf{u}) \cos \varphi d\Omega, \quad (16.22)$$



and

$$b = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin \varphi_i = \frac{2}{N} \int \Phi(\mathbf{u}) \varepsilon(\mathbf{u}) \sin \varphi d\Omega, \quad (16.23)$$

where  $N$  is given by (see Eq. 16.9) :

$$N = \int \Phi(\mathbf{u}) \varepsilon(\mathbf{u}) d\Omega. \quad (16.24)$$

The first harmonic amplitude,  $r_{1h} = \sqrt{a^2 + b^2}$ , is thus obtained by direct integration of the above formulæ over the part of the sky where the exposure,  $\mathcal{E}(\theta)$  (assumed independent of RA), is non zero. For a dipole orientation  $\theta_d$  (in equatorial spherical coordinates), one obtains

$$r_{1h} = \left| \frac{c_3 \alpha \sin \theta_d}{c_1 + c_2 \alpha \cos \theta_d} \right| \quad (16.25)$$

where  $c_1$ ,  $c_2$ , and  $c_3$  are numerical constants, which only depend on the exposure function of the detector under consideration, and are given by :

$$\begin{aligned} c_1 &= \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \mathcal{E}(\theta) \sin \theta d\theta \\ c_2 &= \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \mathcal{E}(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta \\ c_3 &= \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \mathcal{E}(\theta) \sin^2 \theta d\theta \end{aligned} \quad (16.26)$$

In the case of the PAO detector with the Southern site only, we find :  $c_1 = 0.77$ ,  $c_2 = -0.32$ , and  $c_3 = 0.60$ . For the full Auger detector (both sites), we have :  $c_1 = 1.4$ ,  $c_2 = 0.028$ , and  $c_3 = 1.1$ . For a full-sky uniform exposure, the limiting values would be  $c_1 = 2$ ,  $c_2 = 0$ , and  $c_3 = \pi/2$ .

As can be seen, the relation between  $r_{1h}$  and  $\alpha$  (the true, physical dipole amplitude) depends on the dipole declination,  $\delta_d = \frac{\pi}{2} - \theta_d$ , which is precisely *not* reconstructed by the method. It also appears that, as expected,  $r_{1h}$  vanishes for  $\delta_d = -\pi/2$  and  $\delta_d = \pi/2$ , which indicates that the right ascension analysis is totally inadequate for studying the anisotropy of the data set in such a case. This is obviously because when the dipole vector is oriented along the rotation axis of the Earth, the flux modulation is only in declination. The efficiency of the dipole reconstruction with such a method is thus expected to be largest when the dipole vector is in the equatorial plane.

We can now compare the reconstruction powers of the standard Rayleigh method and our 3D analysis for different dipole orientations. To this purpose, we simply rewrite Eq. (16.4) as a function of  $\alpha$  :

$$n_\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} r_{1h} \sqrt{N} \equiv K_{1h} \alpha \sqrt{N}, \quad (16.27)$$

with

$$K_{1h} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{r_{1h}}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{c_3 \sin \theta_d}{c_1 + c_2 \alpha \cos \theta_d} \right|. \quad (16.28)$$

Figure 16.5 shows the dipole amplitude reconstruction power both with our method and with the standard one, as a function of the dipole declination, in the case of the PAO with one or two sites. Note that only the Southern site has been funded so far and is close

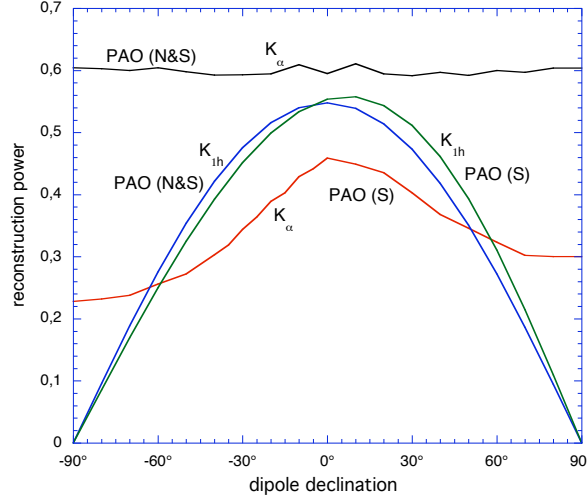


FIG. 16.5 – Comparison of the dipole amplitude reconstruction powers as a function of the dipole declination in the case of the PAO with one (S) or two sites (N&S). The power of the Rayleigh method,  $K_{1h}$ , is given by Eq. (16.28).

to completion, while the Northern site is still in the selection process. As can be seen in the case of a partial sky coverage (Southern site only), the first harmonic amplitude method is more powerful for dipole declinations between  $-60^\circ$  and  $+60^\circ$ . However, it should be remembered that only one angle is reconstructed in this case, namely the right ascension, and that the inferred  $r_{1h}$  is not the dipole amplitude, which *cannot* be derived. For other dipole orientations, our method is more powerful, essentially because almost no anisotropy remains along RA coordinate, and entirely reconstructs the dipole direction, together with its true amplitude.

The reconstruction power,  $K_\alpha$ , still gets smaller when the dipole vector is aligned with the Earth rotation axis, but it does not drop to zero, as the 3D analysis also makes use of the declination information in the CR arrival directions. The amplitude of the declination dependence of  $K_\alpha$  is limited to a factor of  $\sim 2$ .

In the case of both PAO sites being available, our reconstruction power is always larger than with the Rayleigh method, and essentially independent of the dipole orientation. With such a full-sky experiment, the reconstructed method presented here reduces exactly to that of Sommers (2001), and it is therefore natural that we find essentially the same value for  $K_\alpha$ . The value quoted by Sommers (2001) is 0.65, instead of  $\sim 0.61$  in our case, but his value was obtained with a smaller data set; and as can be seen in Figs. 16.2b and 16.3b, the effective reconstruction power for smaller data sets is always slightly higher than the asymptotic value obtained at large  $N$ , which is the one we plot on Fig. 16.5. Therefore, we can claim excellent agreement with previous work when a comparison is possible, i.e. for full-sky exposure experiments.

From the experimental point of view, a larger reconstruction power implies that a given dipole amplitude will be detected earlier, i.e. with a smaller number of events. Quantitatively, adding the Northern site to the Pierre Auger Observatory will allow one to detect a dipole anisotropy with a power between 1.3 and 2.7 times larger, or a factor of 2 on average (for an unknown dipole orientation). According to Eq. (16.20), this means

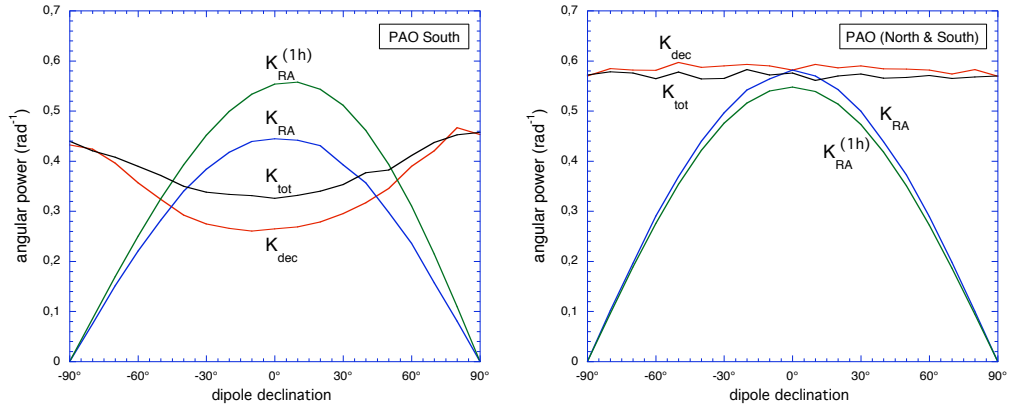


FIG. 16.6 – Angular reconstruction powers of the PAO with one (left) or two sites (right), as a function of the dipole declination. The labels refer to the total angular accuracy, and separately to its declination and RA parts, compared to the RA accuracy of the first harmonic method.

that its identification will require between 1.7 and 7.3 times less events, or a factor of 4 on average. Considering that the Northern site will also double the PAO acceptance, and thus the rate of event detection, one can expect on average that the complete PAO detector will be able to measure a dipole anisotropy (at a given significance level) about 8 times quicker than just at its Southern site (or between 3.4 and 14.6 depending on the dipole orientation).

Concerning the angular accuracy, the reconstruction power is plotted in Figs. 16.6a and 16.6b as a function of the dipole declination for either one or two PAO sites. In both cases, we show the angular power for the reconstruction of the dipole declination,  $K_{\text{dec}}$ , and right ascension,  $K_{\text{RA}}$ , together with the total angular power in 3D,  $K_{\text{tot}}$ . The last is obtained from the 3D angle,  $\gamma$ , between the true and the reconstructed dipole directions, given by  $\cos \gamma = \cos \theta_d \cos \theta_{\text{rec}} + \sin \theta_d \sin \theta_{\text{rec}} \cos(\varphi_d - \varphi_{\text{rec}})$ . For comparison, we also plot the pseudo angular power of the standard Rayleigh method (relative to the RA projection of the dipole direction), which is obtained from the angular accuracy on the right ascension recalled in Sect. 16.4.1,  $\sigma_\psi = \sqrt{2/Nr_{1h}^2}$ :

$$\begin{aligned}
 K_{\text{RA}}(1h) &= \frac{\sigma_\psi^{-1}}{\alpha\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{r_{1h}}{\alpha} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{c_3 \sin \theta_d}{c_1 + c_2 \alpha \cos \theta_d} \right| \text{ rad}^{-1}.
 \end{aligned} \tag{16.29}$$

Note that it has the same formal expression as  $K_{1h}$ , in Eq. (16.28), but it is essentially a different quantity expressed in  $\text{rad}^{-1}$ , while the amplitude reconstruction power is dimensionless.

In the case of the Southern site alone, we first see that reconstruction of the dipole right ascension is always more accurate with the first harmonic amplitude method, as the full statistics are used to derive this parameter alone. On the other hand, only the 3D method can reconstruct the dipole declination, and we find that the accuracy on this angle is better than that on RA for dipole orientations with  $\delta_d \lesssim -45^\circ$  or  $\delta_d \gtrsim 45^\circ$ . As for the dipole amplitude reconstruction, the CR flux anisotropy is poorly analysed

by the 2D Rayleigh method when the dipole vector is at a small angle from the Earth rotation axis, since only a very small modulation then remains on the RA coordinate.

This transfer of the main flux modulation from one angular coordinate to the other is also responsible for the anti-correlation observed in Fig. 16.6 between the reconstruction powers for RA and  $\delta$ . The total angular power, given by  $K_{\text{tot}}$ , shows a lesser dependence on the dipole declination on the order of  $\pm 15\%$  in the case of the PAO Southern site, with a maximum when the dipole is oriented towards one of the poles.

With the two PAO sites, the angular reconstruction power is roughly independent of the dipole declination as the exposure is almost flat over the whole sky, and always larger with our 3D method than with the standard RA analysis. Even when the latter is at its maximum, namely when the dipole vector is in the equatorial plane, the 3D reconstruction – i.e. the reconstruction of two angles instead of one – is not less accurate than the standard 2D Rayleigh reconstruction. Quantitatively, in the case of a dipole amplitude of 5% and a data set of  $10^5$  events, the PAO with two sites would give an accuracy of  $\simeq 6.4^\circ$ , instead of  $\simeq 11^\circ$  with only one site.

## 16.6 Conclusion

We have presented a simple numerical method that allows one to reconstruct the parameters of a dipolar modulation of an otherwise isotropic CR angular distribution. In contrast to the standard Rayleigh analysis making use of the distribution of CRs in right ascension only, our method enables a full 3D reconstruction, thus providing direct determination of the underlying dipole right ascension and declination, as well as of its true amplitude. We also calculated the relation between the *first harmonic amplitude in right ascension*,  $r_{1h}$ , as obtained from the 2D Rayleigh method, and the *true dipole amplitude*,  $\alpha$ , as a function of the underlying dipole orientation. This relation strongly depends on the dipole declination, which cannot be reconstructed by the standard method.

The method presented here is essentially a generalisation of that of Sommers (2001), which can now be applied in situations where the experimental data do not cover the entire sky. In particular, it can be applied with data sets obtained from Earth-based experiments that detect CRs arriving from regions bounded by lines of equal declination in the equatorial sky.

In order to quantify the accuracy of the method, we introduced the concept of *reconstruction power* for the dipole amplitude, as well as for its direction (in 3D space). The significance of an anisotropy measurement can be expressed as  $n_\sigma = K_\alpha \alpha \sqrt{N}$ , where  $\alpha$  is the dipole amplitude,  $N$  the number of events detected, and  $K_\alpha$  the amplitude reconstruction power, which depends on the experiment under consideration through its *exposure function*,  $\mathcal{E}(\mathbf{u})$ , giving the achieved relative exposure of the different regions of the sky. We have shown that the reconstruction power depends on the orientation of the dipole underlying the CR angular distribution, but does not drop to zero when the dipole is aligned with the Earth rotation axis, as with the standard 2D Rayleigh method.

We also investigated the angular accuracy, and showed that it can be expressed as  $\sigma_{\text{tot}} = K_{\text{tot}} \alpha \sqrt{N}$ , where the angular reconstruction power,  $K_{\text{tot}}$ , also depends on the dipole declination, but to a smaller extent. In particular, the accuracy of the method presented here can be higher than that of the standard Rayleigh method, even though it uses the same data set to reconstruct one more angular parameter, as well as the true (physical) dipole amplitude. Therefore, we believe that this is a powerful method to be widely used for angular distribution analysis, in particular in CR physics.

An obvious flaw in the method, however, is that it *assumes* a purely dipolar modulation of an isotropic flux (but without any restriction on the dipole amplitude). As discussed in the Introduction, higher order spherical harmonics can be present in the underlying angular distribution, which would then partly spoil reconstruction of the dipolar term. In particular, a purely quadripolar distribution could be mistakenly reconstructed as a dipole. However, it may first be argued that there is a wide range of situations where the dipolar term should be dominant in the CR angular distribution, as one might expect it to be the first one to be detectable when perfect isotropy is lost (unless particular symmetry conditions apply). It should also be noted that the situation is the same with the standard Rayleigh method, which not only cannot indicate the nature of the detected anisotropy (i.e. whether it is a dipole or it involves higher order terms), but cannot even provide the dipole amplitude when the anisotropy is a purely dipolar modulation of an isotropic flux. Nevertheless, even if the dominant anisotropy is not dipolar, both the first harmonic amplitude analysis in right ascension and our 3D method remain useful for determining the significance of the observed departure from isotropy. With the formalism introduced in this paper, if a “dipole” amplitude  $\alpha$  is reconstructed from a data set containing  $N$  events, the CR angular distribution can be safely stated to be anisotropic with a statistical significance of  $n_\sigma = K_\alpha \alpha \sqrt{N}$ . Higher order spherical harmonics can also be investigated through systematic study of the CR angular power spectrum, as reported recently by Deligny et al. (2004).

Finally, to illustrate our method, we computed the angular and amplitude reconstruction powers of the Pierre Auger Observatory, comparing the values obtained with the Southern site alone or with both Southern and Northern sites. We found that the Northern site will lead to a considerable increase in power, by a factor of  $\sim 2$  on average (depending on the underlying dipole orientation) for the reconstruction of both the amplitude and the direction (in 3D space). This implies that our method will assign a given statistical significance to an anisotropy measurement with a data set  $\sim 4$  times smaller if two sites are available instead of one. A given measurement will thus be reached 8 times quicker with two sites, considering the corresponding increase in acceptances, or 4 times quicker than if the Southern site has its area doubled, rather than duplicated in the Northern hemisphere. Conversely, for a given size of the overall data set, an anisotropy will be measured with typically twice as many sigmas and the angular resolution will be twice as precise with a full sky detector as with a partial sky experiment such as the PAO Southern site. This may be considered as another important argument in favour of the development of the PAO Northern site.

## Références

- de Avillez, M. A. & Berry, D. L. 2001, MNRAS, 328, 708  
 Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R., 1995, ApJ, 443, 209  
 Auger Collaboration, 2004, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 523, 50  
 Berezhinsky, V., 2000, Nucl. Phys. B Proc. Suppl., 87, 387  
 Deligny, O., Armengaud, E., Beau, T., Da Silva, P., Hamilton, J.-C., et al., 2004, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 10, 8  
 Hayashida, N., et al., 1999, Astropart. Phys., 10, 303  
 Linsley, J., 1975, Phys. Rev. Lett., 34, 1530  
 Ptuskin, V. S., 1997, Adv. Space Res., 19, 697  
 Sommers, P., 2001, Astropart. Phys., 14, 271

## Chapitre 17

# Contrainte observationnelle sur les modèles top-down

Ce chapitre présente une contrainte générale que nous avons posée sur les modèles top-down pour l'origine du rayonnement cosmique ultra-énergétique, accessible aux observatoires de grande acceptance intégrée, comme l'Observatoire Pierre Auger, ou mieux encore, de grande acceptance instantanée, comme ce pourrait être le cas d'un observatoire de gerbes atmosphériques placé en orbite (de type EUSO). La détection d'un seul des « multiplets instantanés » définis ci-dessous offrirait la preuve irréfutable qu'un modèle top-down est à l'œuvre dans le halo de notre galaxie.

### 17.1 Détectera-t-on un jour des multiplets ?

À côté des modèles astrophysiques pour l'origine des rayons cosmiques ultra-énergétiques (RCUEs), d'autres types de sources ont été proposés, faisant intervenir ce qu'on appelle généralement de la « nouvelle physique », au sein de mécanismes *top-down* où les RCUEs sont des produits de désintégration de particules supermassives ( $mc^2 > 10^{21}$  eV, jusqu'à  $10^{28}$  eV), héritées de l'univers primordial ou créées localement, par exemple lors de l'interaction de défauts topologiques. Nous nous sommes intéressés à un test observationnel générique de l'ensemble de ces modèles, en étudiant la possibilité d'une détection multiple de RCUEs, dans la même microseconde. Partant du fait que, dans un modèle top-down, les RCUEs sont produits par hadronisation au sein de « jets » semblables à ceux étudiés au CERN (cf. Fig. 17.1), nous avons d'abord estimé la distribution en énergie et la distribution angulaire des RCUEs produits au sein de ces *jets de hadrons*, en nous appuyant sur les modèles QCD ou QCD-SUSY actuellement en vigueur. En supposant ensuite, comme on le fait généralement, que la décroissance des progéniteurs top-down se produisait dans le halo galactique en proportion directe de la densité de matière noire, et en utilisant les diverses distributions habituellement proposées pour cette dernière, nous avons calculé la distribution des distances de désintégration des particules supermassives *donnant lieu à des RCUEs effectivement détectés sur Terre*.

L'idée est alors la suivante (cf. Fig. 17.2) : connaissant le nombre de RCUEs dans un jet de hadrons galactique (dépendant de la masse initiale du progéniteur), l'angle d'ouverture du jet (formant un cône dans le milieu interstellaire), et la distance de son sommet (point de désintégration), on peut évaluer très facilement la *densité de RCUEs*

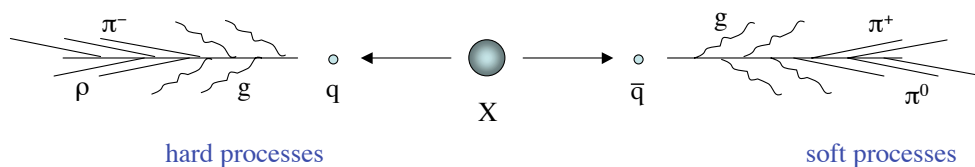


FIG. 17.1 – Schéma d’un jet hadronique, montrant la création de particules via des processus *hard* et *soft*, ici dans une situation à cônes très collimatés.

par unité de surface au moment où le jet intersecte la Terre (ou plus exactement le détecteur qui s’y trouve : AGASA, Auger, HiRes, EUSO, “Cosmic Vision”...). Par un calcul statistique élémentaire, nous avons pu obtenir la probabilité que les différentes expériences en cours ou à venir détectent – quasi simultanément – deux RCUEs appartenant au *même* jet de hadrons top-down. Le résultat est intéressant : d’une part, les expériences passées n’ont pas l’acceptance suffisante pour exclure d’ores et déjà ce type de modèles ; d’autre part, l’Observatoire Pierre Auger et *a fortiori* le télescope EUSO ou tout autre projet similaire auront la capacité de détecter quelques *multiplets instantanés* si les RCUEs ont effectivement une origine de type “top-down”, avec un progéniteur à l’échelle de grande unification, GUT ( $m_X c^2 \simeq 10^{25}$  eV). Inversement, l’absence de détection de tels multiplets permettrait de contraindre sévèrement les modèles top-down, et/ou les modèles de jets hadroniques à ultra-haute énergie.

Nous reproduisons ici notre article *Multiple UHECR Events from Galactic hadron jets* (Parizot, 2003, Astropart. Phys., 19, 605).

## 17.2 Abstract

We propose a new observational test of top-down source models for the ultra-high-energy cosmic-rays (UHECRs), based on the simultaneous observation of two or more photons from the same Galactic hadron jet. We derive a general formula allowing one to calculate the probability of detecting such ‘multiple events’, for any particular top-down model, once the physical parameters of the associated hadron jets are known. We then apply our results to a generic top-down model involving the decay of a supermassive particle, and show that under reasonable assumptions the next-generation UHECR detectors would be able to detect multiple events on a timescale of a few years, depending on the mass of the top-down progenitor. Either the observation or the non-observation of such events will provide constraints on the UHECR top-down models and/or the physics of hadronization at ultra-high energy.

## 17.3 Introduction

Ultra-high-energy cosmic rays (UHECRs) are puzzling in respect of both their production and their propagation in the universe. On the one hand, even the most powerful astrophysical sites known to be able to accelerate particles to very high energy seem to have difficulties to reach energies as high as  $3 \times 10^{20}$  eV (the highest reported UHECR energy so far, Ayashida, *et al.*, 1994 ; Bird, *et al.*, 1995). On the other hand, even if they could, one would expect from the (presumably) extremely high rigidity of the ob-

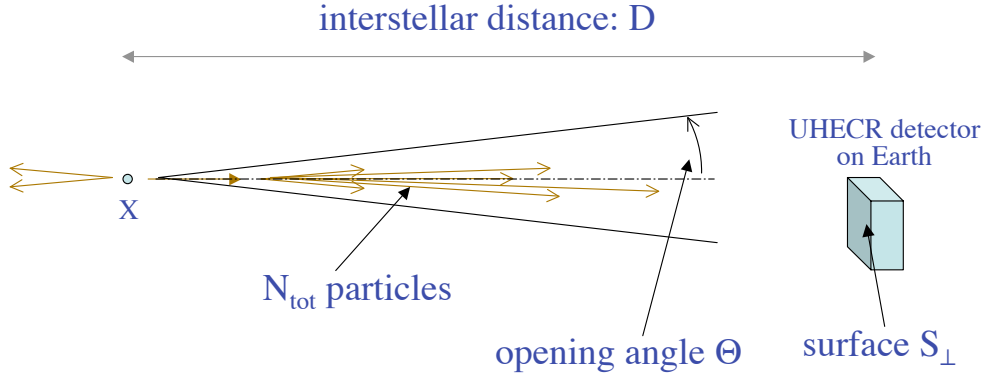


FIG. 17.2 – Principe de la détection de multiplets à très haute énergie : des particules issues du même jet hadronique interceptent le détecteur au même moment, avec une probabilité d’autant plus grande que le nombre de particules dans le jet est grand, que son angle d’ouverture est petit, et que la désintégration de la particule supermassive a eu lieu à une distance faible.

served UHECRs in the intergalactic medium that their directions of arrival in the Earth atmosphere roughly point towards the sources, which does not seem to be the case. Also, it had been expected that the UHECR flux above  $\sim 10^{20}$  eV would be very much reduced due to the interaction of the UHE particles with the cosmological microwave background. This so-called GZK cutoff, however, does not seem to be present in the currently available data.

Although the UHECR sources are still essentially unknown, many models have been proposed, with various charms and problems (e.g. Bhattacharjee & Sigl, 2000). They can be divided up into two classes : *bottom-up* models, in which particles initially at low (thermal) energy get accelerated by one or a series of astrophysical processes, and *top-down* models, in which each UHECR is directly produced, *as a particle*, at ultra-high energy, through the decay of a pre-existing supermassive particle or some exotic, high-energy physical process, e.g. involving the collapse or annihilation of topological defects. In this paper, we consider the so-called Galactic top-down models from a general point of view, merely assuming that the UHECR flux is dominated by sources in the Halo, with a density proportional to that of the dark matter. This solves the ‘production problem’ trivially (or more exactly shifts it to the problem of identifying the X-particles and explaining their production and decay rates) and provides a simple understanding of the absence of a GZK cutoff as well as the apparent isotropy of the UHECRs – at least until the statistics will be high enough for us to detect the dipole anisotropy due to the off-centered position of the solar system in the Galaxy (which should take at least three years of observation with the Pierre Auger Observatory (PAO), Medina Tanco & Watson, 1999).

Many different models have been proposed, with X-particles of different types (either produced locally, notably through topological defect interactions, or inherited from the big bang) and different masses (on the Planck scale,  $10^{28}$  eV, the GUT scale,  $10^{25}$  eV, or below ; e.g. Berezhinsky et al., 1997 ; Birker & Sarkar, 1998 ; Sarkar & Toldra, 2002 ; Sarkar, 2000).

In this paper, we investigate a common consequence of a large class of Galactic



top-down models, and propose an observational test which could be accessible to the next generation of UHECR detectors, such as the PAO, the EUSO experiment or the OWL/AirWatch.

## 17.4 Multiple UHECR events : the basic idea

Top-down scenarios involve the production of *hadron jets* in a way similar to what is observed in terrestrial accelerators, when an energetic quark-antiquark pair (e.g. produced through  $e^+e^-$  annihilation) *hadronizes* into a number of colourless hadrons through a QCD cascade. Let  $N_\gamma$  be the number of photons in a jet (from neutral pion decay), and  $\theta_{\text{jet}}$  be the jet opening angle. Since gamma-rays propagate in straight lines away from the source, the average surface density of UHE photons at a distance  $D$  from the point where the X-particle decayed is  $\sigma = N_\gamma/\omega_{\text{jet}}D^2$ , where  $\omega_{\text{jet}} \simeq \pi\theta_{\text{jet}}^2$  is the jet solid angle. If a detector intersects such a jet, with a surface area  $S_\perp$  orthogonal to the jet axis, it will see on average the following number of particles :

$$\mu = \frac{N_\gamma S_\perp}{\pi\theta_{\text{jet}}^2 D^2}. \quad (17.1)$$

If the source is close enough, the number of photons in the jet high enough and the detector surface large enough, then  $\mu$  will be larger than one and several UHECRs will be able to cross the detector at (almost exactly) the same time, from (almost exactly) the same direction. This is what we define to be a *multiple event*. It has an unambiguous experimental signature : two or more distinct showers developing simultaneously in the atmosphere, with almost perfectly parallel axes (within  $\sqrt{S_\perp}/D$  radians, which is much less than any conceivable experimental angular resolution).<sup>1</sup>

The number  $\mu$  may be called the multiplicity of the X-particle decay event, or more exactly its *potential multiplicity*, as can be expected at Earth, since it is the average number of particles which can be observed simultaneously by the detector (assuming that it intersects the jet). For a given X-particle decay event, with a given  $\mu$ , the *actual multiplicity* of the UHECR event as observed by the detector can only be predicted statistically. The probability,  $\mathcal{P}(m, \mu)$ , of observing an event with actual multiplicity  $m$  (integer) in a jet of potential multiplicity  $\mu$  (real number) is given by the binomial law :

$$\mathcal{P}(m, \mu) = C_{N_\gamma-1}^{m-1} \left( \frac{\mu}{N_\gamma} \right)^{m-1} \left( 1 - \frac{\mu}{N_\gamma} \right)^{N_\gamma-m}, \quad (17.2)$$

where  $\mu/N_\gamma = S_\perp/S_{\text{jet}}$  is the ratio of the detector's surface to the jet surface (see Eq. (17.1)), and thus the probability for a given particle in the jet to cross the detector. Note that  $\mathcal{P}(m, \mu)$  is actually the conditional probability of the multiple event, given the fact that one shower is observed, or if one prefers, the probability that a detected shower be accompanied by  $m-1$  others. The probability of observing a multiple event with whatever multiplicity larger than two simply adds up to  $\mathcal{P}(m \geq 2, \mu) = 1 - (1 - \mu/N_\gamma)^{N_\gamma-1} \approx 1 - e^{-\mu}$ , for not too small values of  $N_\gamma$ .

The basic idea behind top-down multiple events is thus that the UHECRs are not independent of one another, but appear in close groups released at the same time in a single X-particle decay event. If the groups are sufficiently tight, we should be able to

<sup>1</sup>Note that this is very different from the clustered events, sometimes referred to in the literature as *multiplets*, which correspond to independent UHECRs arriving from roughly the same direction in the sky, but at different times.

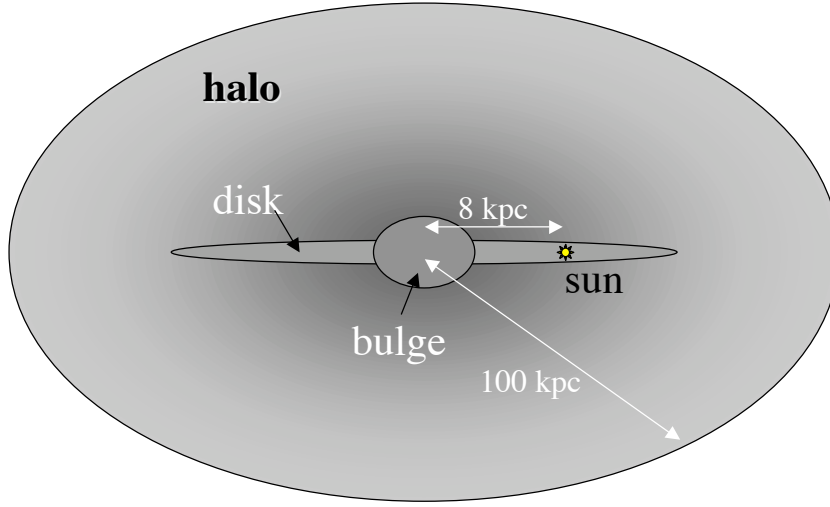


FIG. 17.3 – Schéma montrant la position de la Terre dans la galaxie, entourée de son halo de matière noire où sont susceptibles de se produire les désintégrations de particules supermassives.

detect several UHECRs at a time. In fact, top-down jets can be seen as genuine *Galactic showers* : in the same way as we detect single UHECR events by intercepting many secondary particles belonging to the same *atmospheric* shower, the use of very large detectors may allow us to detect single ‘X-particle decay events’ by intercepting several UHECRs belonging to the same *Galactic* shower. The detectability of multiple events thus comes down to the question : when we see one UHECR in a top-down jet, how close is the next one, compared to the detector’s radius ?

## 17.5 Timescale of multiple event detection

The potential multiplicity,  $\mu$ , of a UHECR event (Eq. 17.1) depends on two physical parameters related to the jet properties,  $N_\gamma$  and  $\theta_{\text{jet}}$ , one astrophysical parameter,  $D$ , related to the source distribution, and one ‘experimental’ parameter,  $S_\perp$ , related to the detector. Most X-particle decays will occur much too far from the solar system to give rise to multiple events. But if one assumes that the X-particles distribute over the Galactic halo in the same way as the dark-matter, one can estimate the probability that one of the many UHECR events that will be detected over a given period of observation corresponds to a small enough source distance.

### 17.5.1 The distribution of source distances

The statistics of multiple events depend on that of source distances. For the dark-matter distribution in the Galaxy, we may consider either a simple isothermal halo model (Caldwell & Ostriker, 1981), where the density,  $n_{\text{DM}}$  depends on the galactocentric distance,  $r$ , proportionally to  $1/(r^2 + R_c^2)$ , and the core radius  $R_c$  is of the order of a few kiloparsecs, or an FRW model based on cold dark matter simulations, with  $n_{\text{DM}} \propto 1/[r(r + R_c)^2]$  (Navarro et al., 1996). In Fig. 17.4, we have plotted the corresponding

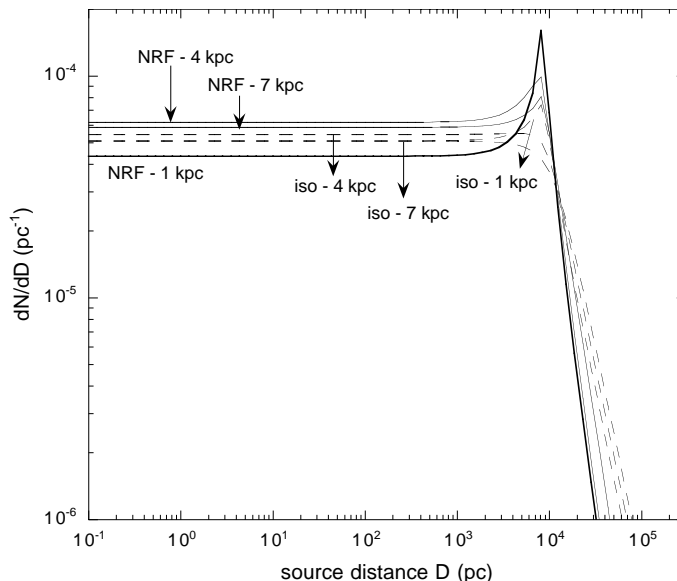


FIG. 17.4 – Effective source density for various models of the dark-matter distribution in our Galaxy. Labels indicate the assumed value of  $R_c$  for either isothermal or FRW models (see text).

effective UHECR source density as a function of distance, for an observer located at the galactocentric radius of the Sun (taking into account the smaller effective contribution of more distant sources).

As can be seen, the effective source density is flat for low values of the source distance, which are those of interest to us because they give the highest probability of observing multiple events. This result is nothing but the famous Olber's paradox, and it is independent of the actual dark matter distribution, provided it is not varying significantly on small scales. Moreover, the actual density profile of the dark matter halo appears not to affect significantly the normalization of the source density at small distances (except for unreasonable values of  $R_c$ ). In the following, we adopt the value of  $6 \times 10^{-5} \text{ pc}^{-1}$  (recalling that NRF models are currently preferred) and replace, for all practical purposes of the present study, the effective distribution of UHECR source distances by the following differential probability :

$$dP(D) = p(D)dD = \frac{1}{D_0}dD \quad (0 \leq D \leq D_0), \quad (17.3)$$

where  $D_0 = 1/(6 \times 10^{-5}) \simeq 17 \text{ kpc}$  is an effective radius beyond which no UHECR sources exist (that is, they contribute a negligible flux at Earth).

Note that inhomogeneities in the dark matter distribution may in practice alter the probability of X-particle decay events at a given point of the Galaxy. A lower concentration of sources close to the Earth would decrease the chance of detecting multiple events, while a higher concentration would increase it. Lacking a precise knowledge of the small scale dark matter distribution, we can but assume that the Earth environment is not very different from the average.

### 17.5.2 Multiple event probability

For convenience, we shall rewrite the potential multiplicity of an individual UHECR event, given by Eq. (17.1), as :

$$\mu(D) = \mu_0 \frac{D_0^2}{D^2}, \quad \text{where} \quad \mu_0 = \frac{N_\gamma S_\perp}{\pi \theta_{\text{jet}}^2 D_0^2}. \quad (17.4)$$

For any given model, the probability of detecting an event of actual multiplicity larger than  $n$  increases with the total number of UHECR events detected,  $N_{\text{evt}}$ , according to the simple law :

$$\mathcal{P}_{\geq n}(N_{\text{evt}}) = 1 - e^{-\frac{N_{\text{evt}}}{N_n}}, \quad (17.5)$$

where the constants  $N_n$  are the characteristic numbers of events which have to be detected before it becomes reasonably probable ( $\sim 63\%$ ) to detect an event of multiplicity  $n$ . This is a straightforward consequence of the statistical independence of X-particle decay events (see Appendix).

We show in the appendix that the characteristic event number for double event detection is given by :

$$N_2 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \mu_0^{-1/2}, \quad (17.6)$$

and that the subsequent numbers deduce from  $N_2$  by the following recursion relation (valid for detected multiplicities much smaller than the total jet multiplicity,  $n \ll N_\gamma$ ) :

$$N_{n+2} = \frac{2n}{2n-1} N_{n+1}, \quad (17.7)$$

so that, in particular,  $N_3 = 2N_2$ ,  $N_4 = \frac{4}{3}N_3$ ,  $N_5 = \frac{6}{5}N_3$ , etc.

### 17.5.3 Multiple event detection timescales

In order to convert the above characteristic event numbers into multiple event detection timescales (for a given detector), we just need to calculate the UHECR detection rate. This depends on the total aperture,  $\mathcal{A}_d$  (in  $\text{km}^2\text{sr}$ ), and the duty cycle,  $\delta$  (in percent), of the detector. The UHECR detection rate above energy  $E$  is given by :

$$\dot{N}_{\text{evt}}(\geq E) = \Phi_{\text{CR}}(\geq E) \times \mathcal{A}_d \times \delta, \quad (17.8)$$

where  $\Phi_{\text{CR}}(\geq E)$  is the integral flux of UHECRs above energy  $E$ . From the AGASA and Fly's Eye experiments, a fair value of the UHECR flux at  $10^{20}$  eV is  $\Phi_{\text{CR}}(10^{20}) \simeq 3 \times 10^{-40} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{eV}^{-1}$ . The integral flux obviously depends on the actual spectrum, which is virtually unknown above  $10^{20}$  eV. As for the spectrum below that energy, one should keep in mind that we are only interested in the events which can be attributed to the top-down process under consideration, and which probably represent only a fraction of the total detected events between  $10^{19}$  and  $10^{20}$  eV. We shall note  $\Phi_{\geq E_{\text{th}}}^{\text{td}}$  the corresponding integrated flux above the detector's threshold energy,  $E_{\text{th}}$ .

We can now express the time evolution of the multiple event probabilities, by replacing  $N_{\text{evt}}$  by  $\dot{N}_{\text{evt}} \times t$  in Eq. (17.5) :

$$\mathcal{P}_{\geq n}(t) = 1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}}, \quad \text{where} \quad \tau_n = N_n / \dot{N}_{\text{evt}}. \quad (17.9)$$

Using Eqs. (17.6) and (17.8) and the expression for  $\mu_0$ , Eq. (17.4), we find :

$$\tau_2 = \frac{\theta_{\text{jet}}(E_{\text{th}}) D_0}{N_{\gamma, \geq E_{\text{th}}}^{1/2} \langle S_{\perp} \rangle^{1/2} \Phi_{\geq E_{\text{th}}}^{\text{td}} \mathcal{A}_d \delta}, \quad \text{and} \quad \tau_{n+2} = \frac{2n}{2n-1} \tau_{n+1}. \quad (17.10)$$

In practice, the average perpendicular surface of the detector,  $\langle S_{\perp} \rangle$ , is related to the acceptance  $\mathcal{A}_d$ . If the detector's surface *on the ground* is  $S_d$ , and  $\theta_{\text{max}}$  is the maximum zenith angle visible by the detector, we have  $\langle S_{\perp} \rangle = \frac{1}{2} S_d \times \sin^2 \theta_{\text{max}} / (1 - \cos \theta_{\text{max}})$ , and  $\mathcal{A}_d = S_d \times \pi \sin^2 \theta_{\text{max}}$ . If  $\theta_{\text{max}} = 90^\circ$ ,  $\langle S_{\perp} \rangle = \frac{1}{2} S_d$ , and  $\mathcal{A}_d = \pi S_d$ . Reporting into Eq. (17.10), we get :

$$\tau_2 = \frac{\sqrt{2} \theta_{\text{jet}}(E_{\text{th}}) D_0}{\pi N_{\gamma, \geq E_{\text{th}}}^{1/2} \Phi_{\geq E_{\text{th}}}^{\text{td}} S_d^{3/2} \delta}, \quad (17.11)$$

## 17.6 Numerical estimates for a toy jet model

The remaining parameters necessary to calculate  $\tau_2$  are the jet parameters, namely the photon multiplicity in the jet,  $N_{\gamma}$ , or more precisely the number of photons as a function of energy,  $(dN_{\gamma}/dE)(E)$ , and the jet opening angle,  $\theta_{\text{jet}}$ . Unfortunately, they are the most uncertain, because the detailed structure of the hadron jets produced at the ultra-high energies of interest is not known, and one can only extrapolate from the semi-empirical models available at CERN energies, assuming that nothing dramatic occurs in physics at the intermediate energy scales. We shall not attempt here to describe QCD jet physics and theory, and refer the reader to the review by Bhattacharjee and Sigl (2000) of the various models, and to the book of Dokshitzer et al. (1991), notably chapters 7 and 9, where the energy spectrum and multiplicity of the particles in a jet are discussed in detail, as well the collimation of both particles and energy. An interesting discussion of UHECR spectra in top-down models can also be found in Sarkar (2000).

### 17.6.1 The photon multiplicity in a jet

Concerning the jet particle multiplicity, we show on Fig. 17.5a the typical spectrum (multiplied by  $E^2$ ) obtained with a modified leading-log approximation (MLLA) model, assuming that the X-particle mass is at the GUT scale, i.e.  $M_X \simeq 10^{25} \text{ eV}/c^2$  (adapted from Bhattacharjee & Sigl, 2000). Also shown are the hadron jet spectra obtained with the Hill formula for X-particle masses of  $10^{25} \text{ eV}/c^2$  and  $10^{28} \text{ eV}/c^2$ . In all cases, it is expected that most of the jet energy be distributed among UHE particles. Following some previous works, we consider here MLLA spectra, which are found not to have a simple power-law behavior in the energy range of interest, namely around  $10^{20} \text{ eV}$ , and to be steeper than often quoted for top-down scenarios – as would result from Hill's formula. It has been argued, however, that the MLLA spectra do not reproduce faithfully the fragmentation spectrum in the last energy decade or so, i.e. at energies close to the X-particle mass (Sarkar, 2000). In this study, we shall only consider X-particle masses above  $10^{23} \text{ eV}$ , so that the UHECRs of interest have energies well below  $m_X$ . The MLLA spectral shape may thus represent a reasonable approximation of the fragmentation spectrum around  $10^{20} \text{ eV}$ . The normalization is probably more problematic, however, because it depends largely on the amount of energy carried out by the rarest, most energetic particles in the jet. Any other normalization than adopted below will lead to characteristic timescales for multiple event detection that scale according to Eq. (17.11), as  $N_{\gamma}^{-1/2}$ .

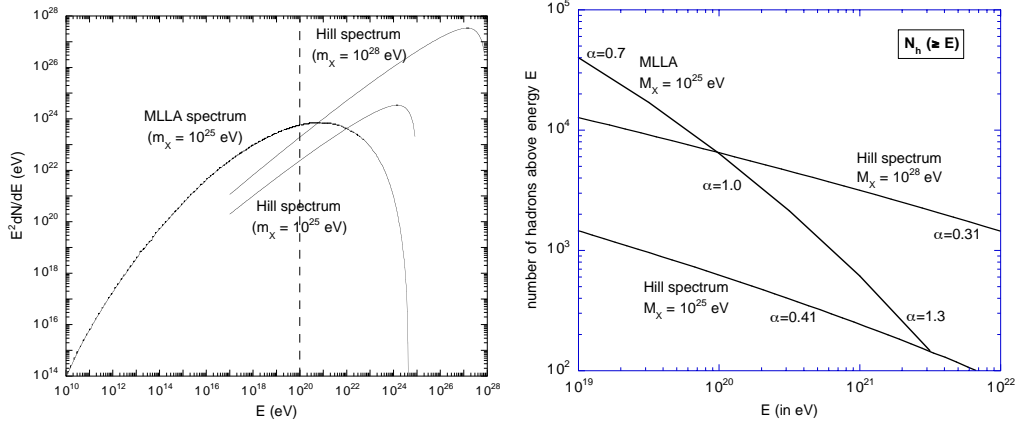


FIG. 17.5 – Left : Differential energy spectrum (multiplied by  $E^2$ ) of the secondary photons in a top-down jet, for various models (adapted from Bhattacharjee and Sigl, 2000). Right : Integrated energy spectrum giving the total number of photons above energy  $E$  in the jet, for the same models. The slope of the approximate power-law (spectral index  $\alpha$ ) is indicated.

In Fig. 17.5b, we have plotted the integrated hadron jet spectrum corresponding to the same cases as in Fig.17.5a. If one tries to approximate the spectrum by a power-law  $dN/dE \propto E^{-x}$  (i.e.  $N(\geq E) \propto E^{-\alpha}$ , with  $\alpha = x - 1$ ), the logarithmic slope is approximately constant for the Hill spectra, while it goes from 1.7 to 2.3 in the energy range of interest, with a value of  $\sim 2$  at  $10^{20}$  eV, for the MLLA spectrum. In our ‘toy jet model’, we shall assume a mean hadron spectrum in  $E^{-2}$  between  $E_{\text{inf}} = 10^{19}$  eV and  $E_{\text{sup}} = 10^{22}$  eV :  $N(E) = \eta E_{\text{jet}}/E^2$ , where  $\eta$  is a numerical constant, so that  $N(\geq E) = \eta(E_{\text{jet}}/E - 1) \simeq \eta E_{\text{jet}}/E$ . A fit of the MLLA spectrum in Fig. 17.5 gives  $\eta \simeq 0.10$ , so that about 70% of the jet energy is in particles with energies above  $10^{19}$  eV. Only about one third of this energy, however, will be imparted to the photons, assuming that the total jet energy is divided up evenly into the three types of pions ( $\pi^0$ ,  $\pi^+$  and  $\pi^-$ ), of which only the neutral ones decay into photons, and neglecting in a first approximation the contribution of nucleons.

In conclusion, we shall adopt for the UHE photons the above  $E^{-2}$  spectrum with a value of  $\eta = 0.033$ . We shall also extrapolate the same spectrum to hadron jets generated by X-particles of lower mass, but with  $E_{\text{jet}}$ ,  $E_{\text{inf}}$  and  $E_{\text{sup}}$  scaled linearly. This will allow us to explore UHECR progenitors with masses down to  $10^{23}$  eV. Assuming that the X particle decay events lead to the formation of two jets, so that  $E_{\text{jet}} = M_X c^2/2$ , one finally obtains the following approximate formula (only valid between  $E_{\text{inf}}$  and  $E_{\text{sup}}$ ) :

$$N_\gamma(\geq E) \simeq 1.7 \times 10^3 \left( \frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-1} \left( \frac{M_X c^2}{10^{25} \text{ eV}} \right). \quad (17.12)$$

### 17.6.2 The jet opening angle

Coming now to the question of the jet opening angle, let us first note that a naive line of reasoning based on the Lorentz factor collimation effect cannot apply here. One might have been tempted to derive  $\theta_{\text{jet}}$  by claiming that an isotropic distribution of the jet particles in the rest frame of the parent quark would translate in the Galactic

frame into a collimated distribution within a cone of opening angle  $1/\Gamma_q$ , where  $\Gamma_q$  is the quark's Lorentz factor. However, such a collimation only applies to the decay products of *real* particles, not *virtual* ones. In the case considered here, the parent X-particle *is* at rest in the Galactic frame, and the jet particles are created out of the extremely intense field represented by a quark/anti-quark pair moving apart, not by the 'decay' of one of its members. In a QCD jet, as it turns out, the hadronization process allows in principle large emission angles, i.e. large values of the particle momentum in a direction perpendicular to the jet axis,  $p_\perp$ .

A standard angular distribution is given by the following logarithmic law :

$$\frac{dN}{dp_\perp^2} \simeq \frac{1}{p_\perp^2 + \Lambda_{QCD}^2}, \quad (17.13)$$

where the regularisation momentum,  $\Lambda_{QCD}$ , is a typical effective QCD scale, of the order of 300 MeV. Using this expression, and the fact that the emission angle of a particle is given by  $\theta(p_\perp) \simeq p_\perp/p_\parallel \simeq p_\perp c/E$ , one finds that about 10% of the jet particles are found with  $p_\perp < 30\Lambda_{QCD}$ , i.e. within  $\theta_{jet} \simeq 9 \times 10^{-11} (E/10^{20} \text{ eV})^{-1}$ , with only a weak dependence on the X-particle mass (logarithmic in the large quantity  $M_X c^2/\Lambda_{QCD}$ ). This represents a considerably weaker collimation than what would have been obtained from a Lorentz factor argument applied to a progenitor *real* quark, giving the opening angle  $\theta_{jet} \simeq 1/\Gamma_q \simeq 3 \times 10^{-14} (M_X c^2/10^{25} \text{ eV})^{-1}$ .

In practice, however, the energy is found to be better collimated than the multiplicity in QCD jets (Dokshitzer et al., 1991), and one expects the highest energy particles (which we are interested in) to be much better collimated than obtained from Eq. (17.13). In other words, the largest perpendicular momenta in the jet distribution are attributed statistically more often to the lower-energy particles. Moreover, this behaviour is found to be amplified as the jet energy increases. This is important for our concern, because we are interested only in the particles in the last few decades of the energy range (above a few  $10^{19}$  eV), and not in all the (much more numerous) particles between this energy and the GeV range, which may fill a cone with a larger opening angle, but which shall not be detected as UHECRs anyway.

Extrapolating the semi-empirical theory available at CERN energies towards the ultra-high energies of interest, one finds that for a quark jet, about 50% of the jet energy is found within  $\theta_{UHE} \sim 2 \times 10^{-12}$  radians of the jet axis (Dokshitzer, private communication). Considering this number as well as that obtained from Eq. (17.13), we shall arbitrarily adopt the following, hopefully conservative value for the UHECR jet opening angle :

$$\theta_{jet} \simeq 2 \times 10^{-11}. \quad (17.14)$$

The above estimates are admittedly arguable, and cannot be expected to hold for all models, but they may represent a reasonable description of the jets in the energy range of interest. Any other assumptions about  $dN_{\text{gamma}}/dE$  and  $\theta_{jet}$  (e.g. motivated by a detailed study of a particular top-down model) can be used in the following, in a straightforward replacement of ours.

### 17.6.3 Observability of multiple events with the PAO and EUSO

Let us now evaluate the characteristic timescale of double event observation,  $\tau_2$ , by replacing the various model parameters by their numerical values in Eq. (17.11). The flux of top-down UHECRs above the detector's threshold energy,  $\Phi_{\geq E_{th}}^{\text{td}}$ , is obtained consistently with the assumed hadronization spectrum : we normalize the  $E^{-2}$  spectrum

to the quoted value of  $3 \times 10^{-40} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ eV}^{-1}$  at  $10^{20} \text{ eV}$ , i.e. we assume that all the UHECRs at  $10^{20} \text{ eV}$  have a top-down origin (and only a fraction of them below that energy). One thus obtains :

$$\Phi_{\text{CR}}(\geq E) \simeq (10^{-2} \text{ km}^{-2} \text{ yr}^{-1} \text{ sr}^{-1}) \times \left( \frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right)^{-1}, \quad (17.15)$$

from which it follows :

$$\tau_2 \simeq (2.1 \text{ yr}) \times \left( \frac{S_d}{3000 \text{ km}^2} \right)^{-3/2} \left( \frac{\delta}{100\%} \right)^{-1} \left( \frac{E_{\text{th}}}{10^{19} \text{ eV}} \right)^{3/2} \left( \frac{M_X}{10^{25} \text{ eV}} \right)^{-1/2}. \quad (17.16)$$

In the case of the next generation UHECR observatories, the detection surface on the ground will be  $3000 \text{ km}^2$  for the PAO (one site), and  $1.5 \times 10^5 \text{ km}^2$  for EUSO. The detector's duty cycles are respectively 100% and 14%, and the energy thresholds are  $10^{19} \text{ eV}$  for the PAO and  $5 \times 10^{19} \text{ eV}$  for EUSO. With these number, one finds, for an X-particle at the GUT scale ( $M_X = 10^{25} \text{ eV}$ ) :

$$\tau_2(\text{PAO}) = 2.1 \text{ yr} \quad \text{and} \quad \tau_2(\text{EUSO}) = 0.48 \text{ yr}, \quad (17.17)$$

which are smaller than the observatories' lifetimes (15 and 3 years, respectively). The timescales for triple, quadruple and quintuple event detections are respectively 2 times, 2.67 and 3.2 times larger, as follows from Eq. (17.10).

As indicated above, these timescales scale with the X-particle mass as  $M_X^{-1/2}$ , and with the actual number of UHE photons within the jets as  $N_\gamma^{1/2}$ . Even a drastic decrease in the photon multiplicity in the jet by an order of magnitude would only increase the lifetimes by a factor  $\sqrt{10}$  and keep the double event detection timescales smaller than the lifetime of each experiments. The sensitivity to  $\theta_{\text{jet}}$  is linear, however, and jet models with much larger opening angles than assumed here would make double event detection more problematic. We should also note that decay modes into more than two jets would lead to smaller photon multiplicities, so that  $\tau_2$  would also scale as  $N_{\text{jet}}^{1/2}$ .

## 17.7 Strong upper limit on the double detection timescale

Considering the above uncertainties, we shall now derive a model-independent limit for the detection of double events, based on the fact that every UHE photon in a top-down model comes from the decay of a neutral pion, and is therefore accompanied by a second photon within a very small angle, due to relativistic beaming. For a photon pair at  $10^{20} \text{ eV}$ , say, the parent pion Lorentz factor is  $\Gamma_\pi = 2E/m_\pi c^2 \simeq 1.4 \times 10^{12}$ , so that the opening angle of this minimal, two-particle jet is  $\theta_{\text{jet}} \simeq 1/\Gamma_\pi \simeq 7 \times 10^{-13}$ . Using the source distance distribution, Eq. (17.3), and averaging over the decay angle in the pion rest frame, one finds the probability distribution of the distance  $d$  between the two photons of a pair corresponding to a random UHECR event :

$$p(d) = \frac{\pi}{8} \frac{\Gamma_\pi}{D_0} \quad \text{for} \quad d \ll D_0/\Gamma_\pi. \quad (17.18)$$

This allows us to estimate the probability that a detected UHE photon be accompanied by a second one within the range of the detector (of radius  $R_d$ ) :

$$\mathcal{P}_2 \simeq \frac{\pi}{16} \frac{\Gamma_\pi \langle R_d \rangle_\perp}{D_0} \simeq 7.8 \times 10^{-5} \left( \frac{E}{10^{20} \text{ eV}} \right) \left( \frac{R_d}{200 \text{ km}} \right), \quad (17.19)$$



From this, one can derive the minimum characteristic timescale for double event detection (independent of both  $\theta_{\text{jet}}$  and  $N_\gamma$ ) :

$$\tau_2^{\text{min}} \simeq \frac{1}{\dot{N}_{\text{evt}} \mathcal{P}_2} \simeq \frac{1}{\Phi^{\text{td}}(\geq E) \pi^2 R_d^2 \delta \mathcal{P}_2} \simeq 23 \text{ yr} \left( \frac{\delta}{14\%} \right) \left( \frac{R_d}{200 \text{ km}} \right)^{-3}. \quad (17.20)$$

While this timescale may seem prohibitively long (17 years for the EUSO detector, of radius  $\sim 220$  km), one should note the cubic dependence in  $R_d$  : a detector only two times larger (i.e. on an orbit two times higher) would detect double events from the *minimal* top-down jets on a timescale slightly above 2 years. This model-independent upper limit may give confidence that multiple event detection should indeed be possible, if the UHECRs are produced in Galactic top-down jets containing not just two photons from an isolated  $\pi^0$  decay, but thousands of UHE photons.

## 17.8 Conclusion

In this paper, we have studied the possibility of observing multiple UHECR events from Galactic hadron jets, resulting from the decay of supermassive X-particles in the Halo. We have shown that, under reasonable assumptions about the jet properties, the next generation UHECR detectors should be able to detect a few double events, and possibly one or two triple and quadruple events, provided the UHE flux is dominated by top-down sources at about  $10^{20}$  eV, and the mass of the X-particle progenitor is around the GUT scale.

The main uncertainties in our calculations come from the jet model. Our assumptions about the photon spectrum, the jet multiplicity and the jet opening angle can only be considered as rough estimates, and other X-particle model may lead to different values. Nevertheless, we have derived a general framework for the study of multiple events probability, and given a way to calculate the relevant detection timescales for any X-particle model, once its physical parameters are specified. In particular, we have shown that the timescale  $\tau_2$  is proportional to the jet opening angle, and inversely proportional to the square root of the photon multiplicity in the jets.

Considering the jet uncertainties, we have also derived the double event detection timescale for the worst possible case : a two-particle jet consisting of the two photons produced by the decay of a neutral pion, as must be found in any Galactic hadron jet, whatever the model considered. This gives an upper limit on  $\tau_2$  which would reduce to  $\sim 2$  years for a detector twice as large as EUSO. Note that this is also independent of the X-particle mass, contrary to the timescales obtained by taking into account all the particles inside the jet. Note also that we have assumed homogeneously distributed photons inside the jets. In the case of a clumpy distribution, the probability of observing a multiple event can only be higher than what we have obtained here, because the photon density close to an arbitrary photon would then be higher (on average) than the mean photon density in the jet.

Besides this new test of Galactic top-down models, three other observational signatures have already been proposed. First, top-down scenarios predict that photons should be the dominant component among UHECRs above  $10^{20}$  eV. As we have seen, this is very important for our study, because charged particles of even ultra-high rigidity would be slightly deflected in the Galactic magnetic fields and lose the almost perfect collimation which multiple event require. Second, the dipole anisotropy due to the off-centered position of the Earth should eventually show up in the data, although this indirect evidence might not be fully discriminatory, since at least one bottom-up model has been

proposed with the same characteristics (Dar & Plaga, 1999). Finally, the UHECR energy spectrum should be characteristic of a hadronic fragmentation process, which may be quite different from the power laws usually expected from astrophysical acceleration processes. However, the exact shape of the spectrum is still hard to predict precisely in any of the top-down or bottom-up models, and it is not clear whether a measurement with reasonable error bars over two decades in energy at most ( $10^{19}$  to  $10^{21}$  eV, say) can lead to definitive conclusions.

By contrast, the detection of (were it only) one multiple event would provide a clear, direct evidence that a top-down scenario is involved, because it is highly improbable that two independent, bottom-up UHECRs arrive exactly at the same time from exactly the same direction. In this respect, we should recall that a previous study excluded (or more precisely found very improbable) the possibility that a heavy nucleus be photo-disintegrated by the solar radiation field and give rise to a pair of showers from the lighter, daughter nuclei (Gerasimova & Zatsepin, 1960; Medina Tanco & Watson, 1999) (besides, such a pair would be perfectly correlated with the Sun's position).

As shown above, the ideal detector to implement such a test and detect multiple events from Galactic-size hadron jets is a detector of very large acceptance, but not necessarily good angular and energy resolutions, which is usually one of the main challenges for UHECR detectors. One might therefore think about the interest of devising a detector made of a series of atmospheric fluorescence telescopes covering a huge surface on Earth, but with poor angular and energy resolutions in order to keep it economical.

Finally, we note that while the jet parameters are a major cause of uncertainty in the calculation of multiple events detection timescales, this very fact may offer a possibility to constrain them (if the top-down origin of UHECRs were to be attested by this or another way). This may represent a unique opportunity to study the hadronization processes at energies many orders of magnitude above what can be reached in terrestrial accelerators.

### Acknowledgements

I wish to thank warmly Yuri Dokshitzer and Michel Fontannaz for enlightening discussions and comments about QCD processes, jet formation and hadronization.

## 17.9 Appendix

In this appendix, we derive the general expression of the probability of detecting a multiple event as a function of the total number of UHECRs detected, which we shall note here  $N$  instead of  $N_{evt}$ , for convenience. The probability of an event of multiplicity  $m \geq n$  will be denoted by  $\mathcal{P}_{\geq n}(N)$ , and we shall prove that it can be written as in Eq. (17.5) :

$$\mathcal{P}_{\geq n}(N) = 1 - e^{-\frac{N}{N_n}}, \quad (17.21)$$

with the following values of the constants  $N_n$  :

$$N_2 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \mu_0^{-1/2}, \quad \text{and} \quad N_{n+2} = \frac{2n}{2n-1} N_{n+1}, \quad (17.22)$$

which hold for small values of  $n$ , compared to the jet multiplicity  $n \ll N_\gamma$ .

Each *useful* X-particle decay event (i.e. giving rise to the detection of at least one UHECR), can be indexed by an integer  $k$  ( $1 \leq k \leq N$ ), and is characterized by its distance,  $D_k$ , to the detector. Its corresponding potential multiplicity is given by Eq. (17.4) :

$\mu_k = \mu_0 D_0^2 / D_k^2$ . The statistics of multiple events detection will therefore be determined by the statistics of the source distances, Eq. (17.3) :  $p(D) = 1/D_0$ , for  $0 \leq D \leq D_0$ . Combining both expressions, we find the probability distribution of the random variable  $\mu$  :

$$p(\mu) = p(D) \left| \frac{dD}{d\mu} \right| = \frac{1}{2} \mu_0^{1/2} \mu^{-3/2} \quad (\mu_0 \leq \mu \leq \infty). \quad (17.23)$$

We shall first establish that, for one particular (useful) X-particle decay event with potential multiplicity  $\mu$ , the probability that it is *not* an event with actual multiplicity  $m \geq n$  writes, for  $n \ll N_\gamma$  :

$$\tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \mu) = (1 + \mu + \frac{\mu^2}{2!} + \dots + \frac{\mu^{n-2}}{(n-2)!}) e^{-\mu}. \quad (17.24)$$

We proceed by recursion. For  $n = 2$ , the property reads  $\tilde{\mathcal{P}}(m \geq 2, \mu) = 1 - \mathcal{P}(m \geq 2, \mu) = e^{-\mu}$ , and has been obtained in Sect. 17.4. Then :

$$\tilde{\mathcal{P}}(m \geq n+1, \mu) \equiv 1 - \mathcal{P}(m \geq n+1, \mu) = \tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \mu) + \mathcal{P}(n, \mu), \quad (17.25)$$

where  $\mathcal{P}(n, \mu)$  was given in Eq. (17.2), and develops into :

$$\mathcal{P}(n, \mu) = \frac{\mu^{n-1}}{(n-1)!} \frac{(N_\gamma - 1) \dots (N_\gamma - (n-1))}{N_\gamma^{n-1}} \frac{\left(1 - \frac{\mu}{N_\gamma}\right)^{N_\gamma}}{\left(1 - \frac{\mu}{N_\gamma}\right)^m}, \quad (17.26)$$

and thus, for  $n \ll N_\gamma$  :

$$\mathcal{P}(n, \mu) \simeq \frac{\mu^{n-1}}{(n-1)!} e^{-\mu}, \quad (17.27)$$

which completes the proof.

Now we consider the  $N$  events together, and note that the ‘non-detection probabilities’,  $\tilde{\mathcal{P}}(m \geq n)$ , simply multiply :

$$\tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \{\mu_k\}) = \prod_{k=1}^N \tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \mu_k). \quad (17.28)$$

Now the global multiple event probability,  $\mathcal{P}_{\geq n}(N)$ , is the average value of  $\mathcal{P}(m \geq n, \{\mu_k\}) = 1 - \tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \{\mu_k\})$  :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\geq n}(N) &= \left\langle 1 - \prod_{k=1}^N \tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \mu_k) \right\rangle \\ &= 1 - \left\langle \prod_{k=1}^N \left[ (1 + \mu_k + \dots + \frac{\mu_k^{n-2}}{(n-2)!}) e^{-\mu_k} \right] \right\rangle \\ &= 1 - \left\langle \tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \mu) \right\rangle^N, \end{aligned} \quad (17.29)$$

where the last equality follows from the statistical independence of the various  $\mu_k$ .

This is indeed of the form announced in Eq. (17.21), provided that we define the characteristic numbers  $N_n$  by :

$$N_n \equiv \frac{-1}{\ln \left\langle \tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \mu) \right\rangle}. \quad (17.30)$$

We thus have to calculate the average value of  $\tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \mu)$  :

$$\langle \tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \mu) \rangle = \langle \tilde{\mathcal{P}}(m \geq n-1, \mu) \rangle + \frac{1}{(n-2)!} \langle \mu^{n-2} e^{-\mu} \rangle, \quad (17.31)$$

where, with the probability law of Eq. (17.23) :

$$\langle \mu^{n-2} e^{-\mu} \rangle = \int_{\mu_0}^{\infty} \mu^{n-2} e^{-\mu} p(\mu) d\mu = \frac{\mu_0^{1/2}}{2} \int_{\mu_0}^{\infty} \mu^{n-2-3/2} e^{-\mu} d\mu. \quad (17.32)$$

Integrating by parts, one finds :

$$\langle \mu^{n-2} e^{-\mu} \rangle = \frac{1}{2} \mu_0^{n-3} e^{-\mu_0} + (n-2-\frac{3}{2}) \langle \mu^{n-3} e^{-\mu} \rangle. \quad (17.33)$$

We shall now use the fact that  $\mu_0 \ll 1$  and limit the calculations to the lowest order (first order in  $\mu_0^{1/2}$ ). We can thus drop the first term in the right-hand side of the above equation, as long as  $n \geq 4$ , and rewrite it as :

$$\langle \mu^{n-2} e^{-\mu} \rangle = (n-2-\frac{3}{2}) \langle \mu^{n-3} e^{-\mu} \rangle, \quad (n \geq 4), \quad (17.34)$$

from where it follows, using Eq. (17.31) and writing  $I_n \equiv \langle \tilde{\mathcal{P}}(m \geq n, \mu) \rangle$  for simplicity, that

$$I_n - I_{n-1} = \frac{n-2-\frac{3}{2}}{n-2} (I_{n-1} - I_{n-2}), \quad (n \geq 4). \quad (17.35)$$

This will allow us to calculate  $I_n$  for all  $n \geq 4$ , once we know  $I_2$  and  $I_3$ . Starting with  $I_2 = \int_{\mu_0}^{\infty} e^{-\mu} p(\mu) d\mu$  and integrating by parts, one finds :

$$I_2 = e^{-\mu_0} - \mu_0^{1/2} \int_{\mu_0^{1/2}}^{\infty} \mu^{-1/2} e^{-\mu} d\mu, \quad (17.36)$$

and then, by changing the variable to  $u = \mu^{1/2}$  :

$$I_2 = e^{-\mu_0} - 2\mu_0^{1/2} \int_{\mu_0^{1/2}}^{\infty} e^{-u^2} du \simeq e^{-\mu_0} - \sqrt{\pi} \mu_0^{1/2}, \quad (17.37)$$

where we have used  $\mu_0 \ll 1$  in the gaussian integral. Developing to first order in  $\mu_0^{1/2}$ , we thus obtain :

$$I_2 \simeq 1 - \sqrt{\pi} \mu_0^{1/2}, \quad (17.38)$$

and the first characteristic event number (for double event detection) :

$$N_2 = \frac{-1}{\ln I_2} \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \mu_0^{-1/2}, \quad (17.39)$$

as announced in (17.22).

Coming now to  $I_3 = \int_{\mu_0}^{\infty} (1 + \mu) e^{-\mu} p(\mu) d\mu$ , we have

$$I_3 = I_2 + \int_{\mu_0}^{\infty} \mu e^{-\mu} p(\mu) d\mu = I_2 + \frac{1}{2} \mu_0^{1/2} \int_{\mu_0^{1/2}}^{\infty} \mu^{-1/2} e^{-\mu} d\mu, \quad (17.40)$$

where we can replace the last term, using Eq. (17.36) :

$$I_3 = \frac{1}{2} (I_2 + e^{-\mu_0}) \simeq 1 - \frac{\sqrt{\pi} \mu_0^{1/2}}{2}. \quad (17.41)$$

This allows us to write the characteristic number of events for the detection of triple events,  $N_3 = -1/\ln I_3$ , as :

$$N_3 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \mu_0^{-1/2} = 2 \times N_2. \quad (17.42)$$

From (17.38) and (17.41), we find

$$I_3 - I_2 = \frac{\sqrt{\pi} \mu_0^{1/2}}{2}, \quad (17.43)$$

which we can insert into (17.35) to obtain :

$$I_4 = I_3 + \frac{2 - \frac{3}{2}}{2} (I_3 - I_2) \simeq 1 - \frac{3}{8} \sqrt{\pi} \mu_0^{1/2}, \quad (17.44)$$

and thus

$$N_4 = \frac{8}{3} \frac{\mu_0^{-1/2}}{\sqrt{\pi}} = \frac{4}{3} \times N_3. \quad (17.45)$$

More generally, we can show that, at the first order in  $\mu_0^{1/2}$ ,

$$I_n = 1 - \alpha_n \sqrt{\pi} \mu_0^{1/2}, \quad \text{with} \quad \alpha_n = \alpha_{n-1} \frac{2(n-2) - 1}{2(n-2)}. \quad (17.46)$$

We have already found that this is true for  $n = 2$  and  $n = 3$ . If we now assume that it is true for  $n - 2$  and  $n - 1$ , we can use Eq. (17.35) to calculate  $I_n$  :

$$\begin{aligned} I_n &= I_{n-1} + \frac{2(n-2) - 3}{2(n-2)} (I_{n-1} - I_{n-2}) \\ &= 1 - \sqrt{\pi} \mu_0^{1/2} \alpha_{n-1} - \frac{2n-7}{2n-4} (\alpha_{n-1} - \alpha_{n-2}) \sqrt{\pi} \mu_0^{1/2} \\ &= 1 - \sqrt{\pi} \mu_0^{1/2} \alpha_{n-1} \left[ 1 + \frac{2n-7}{2n-4} - \frac{2n-7}{2n-4} \frac{2(n-3)}{2(n-3)-1} \right] \\ &= 1 - \sqrt{\pi} \mu_0^{1/2} \alpha_{n-1} \frac{2(n-2)}{2(n-2)-1}, \end{aligned} \quad (17.47)$$

which is indeed the recursion relation (17.46).

The characteristic number of events for a multiplicity larger than  $n$  is thus finally :

$$N_n = \frac{-1}{\ln I_n} = \frac{1}{\alpha_n} \frac{\mu_0^{1/2}}{\sqrt{\pi}}, \quad (17.48)$$

and the recursion relation (17.22) simply follows from that in (17.46). QED.

## Références

- Ayashida, H., *et al.*, Phys. Rev. Lett., **73**, 3491 (1994)  
 Bird, D. J., *et al.*, Astrophys. J., **441**, 144 (1995)  
 Berezhinsky, V., Kachelrieß, M. & Vilenkin, A., Phys. Rev. Lett., **79**, 4302 (1997)  
 Bhattacharjee, P. and Sigl, G., Phys. Reports, **327**, 109 (2000)  
 Birker, M. & Sarkar, S., Astropart. Phys., **9**, 297 (1998)

- Caldwell, J. A. R. & Ostriker, J. P., *Astrophys. J.*, **251**, 61 (1981)
- Dar, A. & Plaga, R., *Astron. & Astroph.*, **349**, 259 (1999)
- Dokshitzer, Yu. L., Khoze, V. A., Mueller, A. H. & Troyan, S. I., *Basics of Perturbative QCD*, ed. J. Tran Thanh Van, Editions Frontières, Saclay (1991)
- Gerasimova, N. M. & Zatsepin, G. T., *JETP*, **11**, 899 (1960)
- Medina Tanco, G. A. & Watson, A. A., *Astropart. Phys.*, **10**, 157 (1999)
- Medina Tanco, G. A. & Watson, A. A., *Astropart. Phys.*, **12**, 25 (1999)
- Navarro, J. F., Frenk, C. S. & White, S. D. M., *Astrophys. J.*, **462**, 563 (1996)
- Sarkar, S. & Toldra, R., *Nucl.Phys.* **B621**, 495 (2002)
- Sarkar, S., in 'COSMO-99, Third Intern. Workshop on Particle Physics and the Early Universe', p. 77 (hep-ph/0005256) (2000)



## Remerciements





Victor Hess, le 7 août 1912, dans le ballon qui lui permit d'attester l'origine cosmique du rayonnement ionisant inexplicable qui troublait déjà tant les physiciens...

Nous avons esquissé ici le développement de certains aspects par lesquels la science du rayonnement cosmique s'illustre au royaume de l'astrophysique, et tout à la fois l'illumine. Vaisseau étincelant, gréé d'énigmes et de mystère, faisant escale en les rades les plus diverses pour y troquer le trésor d'une observation nouvelle contre l'étoffe d'une théorie quelque peu élimée, cette discipline mène plus souvent son équipage qu'elle ne se laisse par lui gouverner. Quand il ne tire pas de longs bords indécis sur l'océan *sans forme et multiforme*, tantôt limpide, tantôt opaque, de la Physique générale, il se laisse parfois dériver, pris comme dans le clapotement furieux de marées rimbaldiennes, mais guettant sans relâche la rive, l'estuaire, l'embouchure improbable du fleuve où fraya le cosmos une nuit de violent orage – électromagnétique, bien sûr ! –, ensemençant les vastes eaux du Vide en ces myriades d'alevins cosmiques dont le frétillement inopiné entraîna jadis quelque intrépide savant en costume trois pièces vers une invraisemblable pêche miraculeuse en montgolfière ! (Cf. photo ci-contre.)

Riche est donc la problématique du rayonnement cosmique, et passionnante la recherche de ses origines. Pourtant, elle n'aurait su avec constance ni retenir mon intérêt ni susciter mon engagement si elle n'avait attiré dans son orbe un aréopage hétéroclite d'enthousiastes aventuriers, de méticuleux timoniers et de joyeux matafs, qui en les circonstances les plus diverses se sont révélés de merveilleux compagnons de quart. C'est à eux que je veux rendre hommage en ces lignes. Tous navigateurs chevronnés – pied marin, œil sûr, esprit fécond –, ils ont éclairé ma route en ce domaine de recherche vertigineux et parfois fastidieux, prévenant toute naupathie menaçante par quelque conseil opportun, coup de main généreux au moussaillon perplexe, ou, plus sûrement encore, par la chaleur amicale d'une présence simple et légère.

En tout premier lieu, je voudrais saluer mes maîtres, Michel Cassé et Andrei Bykov, dont je n'ai certes pas encore su recueillir toute la lumière, laquelle déborde si largement le domaine de la recherche que je ne saurais évoquer simplement leur contribution majeure à mon apprentissage et mon édification scientifiques sans en atténuer l'importance et l'éclat, ni trahir la valeur que leur amitié a revêtu pour moi. Qu'ils sachent pourtant à quel point elle m'honore et tout à la fois me grandit, tant m'est précieuse aussi l'amitié réciproque que je leur voue.

Un autre maître en aventure – car la science en est une, il le sait mieux que quiconque – a constamment éclairé ma progression et enrichi mes perspectives, comme un soleil intense (gamma, bien sûr !) à travers un rideau de lin blanc, oscillant légèrement entre évidence et suggestion, hypothèse et conclusion, distance et proximité. Impressionniste expert et talentueux sur la toile de mon univers scientifique, Jacques Paul m'a non seulement transmis des couleurs rares et délicates, mais il m'a également montré le geste, et révélé subrepticement la fécondité de points de vues inédits et l'importance majeure de la perspective historique. Je l'en remercie vivement !

Je veux également exprimer ma gratitude envers Michel Tagger, Guy Pelletier et Arnon Dar, qui m'ont été d'éminents professeurs, ainsi qu'envers tant d'autres aînés et collègues qui m'enrichissent de leur savoir, de leurs hypothèses et de leurs approches

complémentaires ou contradictoires. Alexandre Marcowith, Sylvain Chaty et Roland Lehoucq, notamment, savent le plaisir que je prends et la valeur que j'attache à nos échanges multiples sur les sujets les plus divers.

Mais je ne saurais retarder plus longtemps la mention du laboratoire où je fus accueilli avec chaleur au cours des cinq dernières années, l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, où l'on montra toujours une grande indulgence – teintée d'amusement parfois, d'agacement jamais – envers un astrophysicien parachuté, bien peu au fait de la physique nucléaire, de ses enjeux, de son histoire et du rôle éminent que ce laboratoire y joue depuis rien moins qu'un demi siècle. Je voudrais saluer en particulier les directions successives de Sydney Galès et de Dominique Guillemaud-Mueller, accompagnés de Nimet Frascaria et de Bernard Bertier à la Division de la Recherche, qui ont su favoriser la création puis accompagner le développement d'un groupe de recherche sur les astroparticules à l'IPN, et ainsi permis indirectement – au-delà de mon entrée au CNRS, dont je ne puis assurément que me réjouir – mon ralliement à l'aventure exceptionnelle de l'Observatoire Pierre Auger, dont il a été largement question ci-dessus.

Bien qu'il me soit impossible de rendre ici l'hommage circonstancié que cet environnement de recherche incomparable mériterait de recevoir, je souhaite au moins relever, de la façon la plus simple qui soit, que c'est en son sein et au contact de la communauté riche et diverse qui s'y affine avec ardeur et détermination que j'ai finalement appris mon métier. Non seulement appris à le connaître, mais, aussi surprenant que cela puisse paraître venant d'un jeune chercheur ayant déjà consenti quelques sacrifices à cette activité au cours de sa thèse et de son post-doc (quelques amis musiciens et les compagnies aériennes irlandaises savent à quoi je fais allusion ! ;- ) ), j'ai également appris à le respecter et à l'aimer. Si je m'efforce toujours de rester vigilant quant à son véritable but, à ses enjeux philosophiques, individuels et collectifs, et à son rôle sociétal (parfois détourné, hélas !, à des fins moins louables ou moins universelles), j'en ai néanmoins reconnu la valeur, le prix et la complexité, aperçu la substance, la force et la fragilité, et mesuré plus justement l'idéal, les limitations et les promesses. L'idée même de science n'est pas et ne sera jamais un acquis pour nos sociétés. Sa remise en cause perpétuelle ne doit pas effrayer les scientifiques, encore moins les exaspérer, mais plutôt les inciter à se remettre en cause eux-mêmes. La vérité ultime échappe à notre science autant qu'à tout un chacun ici-bas : ce qui est susceptible de distinguer notre corps de métier, sans exclusive, ce ne peut être qu'un attachement sans faille à la poursuite de cette vérité, sans préjugé, suffisance ni arrière-pensée, et il faut bien reconnaître que cela ne va de soi pour personne. Mais c'est un tel esprit que j'ai eu le bonheur de voir se manifester, plus souvent sans doute qu'à l'accoutumée, au sein de la collaboration internationale de l'Observatoire Pierre Auger. Jim Cronin, notre porte-parole émérite, y voit une conséquence de la nature particulière de ce projet, marginal par son positionnement scientifique, ses enjeux et son développement. Je n'ai pas suffisamment d'expérience pour juger de la pertinence d'une telle appréciation, mais je peux témoigner en effet de la vigueur de cette collaboration au sein de laquelle j'ai grand plaisir à évoluer, et je souhaiterais exprimer ici ma vive reconnaissance à tous ses membres et saluer avec ardeur l'engagement de ces physicien(ne)s théoricien(ne)s et expérimentateur(ice)s de tous les horizons pour une aventure au bout du monde sans promesse de réussite. La liste des collègues qui m'ont particulièrement enrichi, scientifiquement et culturellement, serait trop longue à dresser ici. Il ne m'en voudront pas, j'espère, de les associer en un hommage collectif à la figure emblématique de Jim Cronin, à qui j'exprime ma plus sincère admiration pour son travail exceptionnel, sa clairvoyance et son humilité dans la conduite de ce projet, à maints niveaux et dans bien des domaines où le physicien pressé et le chercheur négligeant ne l'auraient pas attendu... Je veux également réserver une mention spéciale

à tous les membres des groupes français impliqués dans la Collaboration Auger, pour l'accueil qu'ils m'ont réservé, la patience dont ils ont fait preuve en suivant mes balbutiements dans le domaine de la physique expérimentale, et les moments privilégiés que nous avons partagé sur la pampa amarilla, autour des tables du QV ou du DG, devant les braises solennelles d'un asado ou dans le chaud refuge de *La Trucha*, sis hors du temps aux portes des vallées andines.

Le prolongement excessif de ces remerciements entamerait sans doute la patience du lecteur, mais je veux encore insister sur le rôle majeur et irremplaçable qu'ont joué, au cours de ces dernières années passées à l'IPN, mes deux collègues Isabelle Lhenry et Tiina Suomijärvi, sans qui le groupe Auger de l'IPN n'aurait tout d'abord pas vu le jour, mais sans qui surtout ma compréhension de la physique expérimentale serait aujourd'hui encore réduite à de vagues suppositions indistinctement modulées entre banalités grossières et ignorance caractérisée.

Tiina, par l'exemple de son engagement sans limite, de sa pugnacité dévouée et de sa vision pénétrante de l'avenir de nos disciplines, m'a éveillé à tout un pan de l'activité du chercheur que je n'avais pas même soupçonné avant de rejoindre ce groupe à l'IPN. C'est avec elle et sous son impulsion que j'ai perçu l'essentiel de ce que je crois aujourd'hui savoir de la recherche comme activité globale. M'encourageant avec constance et générosité à m'investir toujours davantage dans l'organisation de la recherche, elle m'a fait accéder à la compréhension du rôle qu'ont à jouer les chercheurs qui en ont la capacité dans le développement de leurs disciplines et la mise en œuvre des moyens susceptibles de favoriser la réalisation de leurs objectifs scientifiques. À côté de sa grande et rare intelligence politique, un mot se présente invariablement à mon esprit à l'évocation de l'attitude de Tiina au sein la recherche. C'est un mot anglais dont je ne connais pas de véritable équivalent français : *dedication*.

Ce que j'ai appris d'Isabelle n'est pas moins précieux, et guère plus aisé à définir. Outre la découverte en quelque sorte amusante que deux esprits peuvent être semblablement agiles et performants et emprunter pourtant des routes sensiblement différentes, voire opposées dans la résolution de problèmes pratiques particuliers, je constate avec bonheur le résultat de son influence sur mon approche d'un certain nombre d'activités scientifiques et para-scientifiques. Comme toute véritable influence, la sienne s'est exercée insensiblement, par l'exemple et la constance de l'attitude. Il s'agit je crois d'un subtil équilibre d'assurance discrète et de simplicité – une simplicité qui va bien au-delà de la facilité qui émane généralement de ceux qui sont dotés d'une telle vivacité d'esprit : une aisance, en somme, tranquille, et jamais péremptoire... Une souplesse peu commune en ce monde de la recherche par trop masculin et dominateur.

Chère Tiina, chère Isabelle, à toutes deux, avec intensité et profonde gratitude, merci !

Il est encore une autre richesse dont j'ai pu apprécier la valeur, jour après jour, au contact de ce groupe Auger de l'IPN qu'Olivier Deligny a rejoint récemment, dans la joie commune et pour notre plus grand avantage, et auquel j'associe sans réserve Joël Pouthas, Bernard Genolini, Thi Nguyen Trung et Françoise Lefebvre, que je remercie vivement de m'avoir initié à des aspects techniques tout à fait déterminants pour cette expérience. Cette richesse, c'est l'harmonie d'un groupe de recherche dans lequel chacun assume un rôle clé et complémentaire, conscient de la contribution majeure de l'autre à l'accomplissement collectif et confiant dans l'aptitude de chacun à organiser au mieux ses activités, n'exerçant pleinement sa liberté foncière dans le travail que pour mieux œuvrer à l'intérêt miraculeusement coïncident de l'individu, du groupe et de la science. Chacun sait qu'une telle harmonie est extrêmement rare ; je sais aujourd'hui qu'elle est possible ! La présence d'étudiants en tout point remarquables au sein de notre groupe y a d'ailleurs très largement contribué. Aussi voudrais-je remercier vivement Alexandre Creusot et

Damien Dornic, dont les activités techniques et d'analyse ont été très précieuses pour notre groupe, et plus particulièrement encore Denis Allard, le premier étudiant dont j'eus le privilège d'accompagner les pas dans la recherche et qui m'a réservé la joie d'assister au déploiement de ses aptitudes considérables, et Julien Aublin, dont je suis convaincu que la thèse tiendra les promesses qui se dessinent déjà dans ses premiers travaux, et saura révéler les capacités remarquables d'un esprit brillant, alliant une rapidité peu commune à une largeur de vue étonnante chez un étudiant au sortir d'un système universitaire trop peu enclin à favoriser l'ouverture sur le monde extra-scientifique.

À ce sentiment d'harmonie familière, je veux enfin associer nos précieux collaborateurs turinois, le très sagace Gianni Navarra et ma chère amie Piera Ghia, dont la rectitude gracieuse et délicate et le désintéressement héroïque ont superposé pour moi les leçons professionnelles à celles de l'amitié, ainsi qu'outre-Atlantique le sage et brillant Paul Sommers, qui rachète à lui seul une nation comme éclipsée dans une brume informe, et l'intelligentissime Angela Olinto, dont la spontanéité savante, la bonté franche et la tendresse allègre ont élégamment éclairé les cieux fluorescents de l'Observatoire Pierre Auger. Que grâce soit rendue aux démons généreux qui ont permis leur réunion magique au sein de cette Collaboration. Je n'aurais pu songer à plus heureux présent, et moins encore aux résonances exquises dont se prolongent harmoniquement ces radieuses rencontres et que concentre en leur apogée musical le poète Sérgio Assad – que lui parviennent mes salutations fraternelles! –, dans la grâce de l'inclinaison, la générosité joyeuse et la douceur incorruptible.

Enfin je ne puis omettre de rendre ici, l'esprit clair et recueilli, le plus vibrant et le plus simple hommage à mes compagnons de vie, Natacha et Sacha, témoins sensibles et charitables, équipiers attentifs d'une traversée plus noble et bien plus essentielle que toute aventure scientifique, amis à la présence inestimable, que je salue ici avec la discrétion d'une révérence sincère. Puis, entrouvrant à peine, pour ne pas troubler son hôte, l'écrin sacré de mon cœur et de mon âme, je laisse le dernier mot à celle qui illumine mes cieux les plus secrets et les plus authentiques, qui rassemble en son sein les temps et les espaces et tient dans sa paume sereine et glorieuse mes horizons les plus inaccessibles, qui seule connaît ma quête et l'établit : Tatiana. Ne pouvant ni ne voulant évoquer plus directement sa lumière, intimement universelle, j'adresserai pour finir des remerciements émus et admiratifs à celui qui n'est que l'une des merveilles auxquelles elle me fit accéder, et dont la fortune voulut que la lecture m'accompagna au cours de la rédaction de ces pages : Henry Corbin, dont on ne peut que regretter, en science comme ailleurs, la rareté de la pénétration philosophique et métaphysique!

Pour le reste, comme le dit Nasrudin : « Si je savais ce que font deux et deux, je dirais : quatre! »

# Bibliographie complémentaire

- Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R., 1995, ApJ, 443, 209  
Bell, A. R., 2004, MNRAS, 353, 550  
Bell, A. R. & Lucek, S. G., 2001, MNRAS, 321, 433  
Blumenthal, R. G., 1970, Phys. Rev. D 1, 1596  
Carlberg, R. G., 1997, [astro-ph/9708054](#)  
Connel, J. J., 1998, ApJ, 501, L59  
Dar, A., 2004, Proc. of the La Thuile Workshop on Perspectives In High energy Physics (La Thuile, Aosta Valley, Italy, 2004) and of the Vulcano Workshop on Frontier Objects in Particle Physics and Astrophysics (Vulcano, Italy, 2004) ([astro-ph/0408310](#))  
Dar, A., & de Rújula, A., 2004, Phys. Reports, 405, 203  
Dar, A., & De Rújula, A., 2005, [astro-ph/0504480](#)  
Dar, A., & Plaga, R., 1999, A&A, 349, 259  
de Marco, D., Blasi, P., & Olinto, A. V., 2003, Astropart. Phys., 20, 53  
Dragicevich, P. M., Blair, D. G., & Burman, R. R., 1999, MNRAS, 302, 693  
Ellison, D. C., Drury, L. O., & Meyer, J.-P., 1997, ApJ, 487, 197  
Erlykin, A. D. & Wolfendale, A. W., 1997, Journal of Phys. G Nucl. Phys., 23, 979  
Erlykin, A. D. & Wolfendale, A. W., 2004, Astropart. Phys., 22, 47  
Fields, B. D., Olive, K. A., Cassé, M., & Vangioni-Flam, E., 2001, A&A, 370, 623  
Greisen, K., 1966, Phys. Rev. Lett., 16, 748  
KASCADE Collaboration, 2005, Astropart. Phys., in press ([astro-ph/0505413](#))  
Kazanas, D., & Nicolaidis, A., 2001, Proc. of the 27th ICRC (Hamburg), 5, 1760 (see also [astro-ph/0103147](#))  
Kazanas, D., & Nicolaidis, A., 2003, Gen. Rel. Grav. 35, 1117 ([hep-ph/0109247](#))  
Kuzmin, V. A., & Zatsepin, G. T., 1966, JETP Lett., 10, 146  
Lagage, P. O. & Cesarsky, C. J., 1983, A&A, 125, 249  
Lodders, K., 2003, ApJ, 591, 1220  
Longair, M.S., 1994, *High energy astrophysics*, Cambridge University Press  
Lukasiak, A., Ferrando, P., McDonald, F. B., & Webber, W. R., 1994, ApJ, 423, 426  
Malkan, M. A., & Stecker, F. W., 1998, ApJ, 496, 982  
Medvedev, M. V. 2003, Phys. Rev. E, 67, 045401 ([astro-ph/0303271](#))  
Meyer, J.-P., Drury, L. O., & Ellison, D. C., 1997, ApJ, 487, 182  
Nagano, M., & Watson, A. A., 2000, Rev. of Mod. Phys., 72, 689  
Norberg, P., Cole, S., Baugh, C. M., Frenk, C. S., Baldry, I., *et al.*, 2002, MNRAS, 336, 907  
Peebles, P. J., & Wilkinson, D. T., 1968, Phys. Rev., 174, 2168  
Perez-Gonzalez, P. G., Rieke, G. H., Egami, E., Alonso-Herrero, A., Dole, H., *et al.*, 2005, ApJ, 630, 82  
Plaga, R., 2002, New Astronomy, 7, 317 ([astro-ph/0106033](#))  
Ptuskin, V. S., 1997, Adv. Space Res., 19, 697

- Ptuskin, V. S., Voelk, H. J., Zirakashvili, V. N. and Breitschwerdt, D., 1997, A&A, 321, 434
- Puget, J.-L., Stecker, F. W., Bredekamp, J. H., 1976, ApJ, 205, 521
- Rachen, J. P., 1996, Thèse de doctorat, Univ. de Bonn
- Stecker, F. W., & Salamon, M. H., 1999, ApJ, 512, 521
- Strong, A. W., & Moskalenko, I. V., 1998, ApJ, 509, 212
- Strong, A. W., & Moskalenko, I. V., 2001, Adv. in Space Res., 27, 717
- Webber, W. R., 1998, ApJ, 506, 329